SÉRIE A, N° 1057
N° D'ORDRE : 1080

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ
(Mention Sciences)

PAR

JEAN ALLÈGRE

1re THÈSE

DÉVIATION AÉRODYNAMIQUE D'UN JET SUPERSONIQUE PAR INJECTION PARIÉTALE

2e THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

ÉTUDE COMPARATIVE DES AÉROGLISSEURS ET DES HYDROFOILS

Soutenues, le 8 juin 1963, devant la Commission d'Examen

Jury { MM. BRUN — *Président.*
VICHNIEVSKY, CHARWAT — *Examinateurs.*

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK
LEIDEN

SÉRIE A, N° 1057
N° D'ORDRE : 1080

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ
(Mention Sciences)

PAR

JEAN ALLÈGRE

1re THÈSE

DÉVIATION AÉRODYNAMIQUE D'UN JET SUPERSONIQUE PAR INJECTION PARIÉTALE

2e THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

ETUDE COMPARATIVE DES AÉROGLISSEURS ET DES HYDROFOILS

Soutenues, le 8 juin 1963, devant la Commission d'Examen

Jury { MM. BRUN — *Président.*
VICHNIEVSKY, CHARWAT — *Examinateurs.*

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41549214_0044

DÉVIATION AÉRODYNAMIQUE D'UN JET SUPERSONIQUE PAR INJECTION PARIÉTALE

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen . . . . . M. ZAMANSKY

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et algèbre supérieure.
PRENANT	T	Anatomie et histologie comparée.
GRASSÉ	T	Évolution des êtres organisés.
PRÉVOST	T	Chimie organique.
WYART.....	T	Minéralogie et cristallo.
TEISSIER	T	Zoologie.
MANGENOT	T	Biologie vég. (Orsay).
AUGER	T	Physique quantique et relativité.
MONNIER	T	Physiologie générale.
PIVETEAU	T	Paléontologie.
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).
CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.).
LAFFITTE	T	Chimie générale.
FAVARD	T	Géométrie supérieure.
COULOMB	T	Physique du globe.
M^lle^ COUSIN ...	T	Biologie animale (S.P.C.N.).
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.
DRACH	T	Zoologie.
KASTLER	T	Physique (E.N.S.).
EPHRUSSI.....	T	Génétique.
RIVIÈRE	T	Géologie (S.P.C.N.) et sédim.
GAUTHERET ...	T	Biologie végétale (P.C.B.).
LUCAS R.	T	Recherches physiques.
THOMAS A.	T	Biologie cellulaire.
ARNULF	T	Optique appliquée.
MORAND.....	T	Physique enseignement.
SOLEILLET	T	Physique (P.C.B.).
FORTIER.....	T	Mécanique exp. des fluides.
DANJON	T	Astronomie.
PETIT	T	Biologie maritime.
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
GALLIEN	T	Embryologie.
EICHHORN	T	Botanique.
DE CUGNAC ...	T	Biologie végétale (S.P.C.N.).
M^lle^ CAUCHOIS .	T	Chimie physique.
THELLIER	T	Physique du globe.
L'HÉRITIER ...	T	Biologie générale (Orsay).
GRIVET.....	T	Radio-électricité (Orsay).
PONCIN	T	Mécanique générale.
DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres.
QUELET	T	Chimie organique.
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.
CHAMPETIER ...	T	Chimie macromoléculaire.
CUVILLIER	T	Micropaléontologie.
JUNG	T	Pétrographie.
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.
WIEMANN	T	Chimie organique et struc.
JACQUINOT	T	Spectroscopie et physique céleste (Orsay).
VASSY	T	Physique de l'atmosphère.
DESTOUCHES ..	T	Théories physiques.
AMIEL	T	Chimie générale.
HOCART	T	Minéralogie et cristallo.
J.-P. MATHIEU .	T	Physique optique.
COUTEAUX	T	Géologie (P.C.B.).
MAY	T	Zoologie (Orsay).
CHOQUET	T	Théorie des fonctions et topologie.
FELDMANN	T	Biologie végétale marine.
GUINIER.....	T	Physique des solides (Orsay).
JOST	T	Physiologie comparée.
FORTET	T	Calcul des probabilités et physique mathématique.
SCHWARTZ	T	Calcul diff. et intégral.
CHOUARD	T	Physiologie végétale.
MALAVARD.....	T	Aviation (techn. aéronaut.).
BRELOT	T	Calcul diff. et intégral.
NORMANT.....	T	Chimie organique.
BENARD	T	Chimie minérale.
BUVAT	T	Botanique (E.N.S.).
DUGUE	T	Statistiques mathématiques.
SOULAIRAC.....	T	Psychophysiologie.
ULRICH	T	Physiologie végétale.
MARÉCHAL	T	Optique théorique et appli.
KIRRMANN.....	T	Théories chimiques.
CHADEFAUD....	T	Botanique.
M^lle^ LE BRETON	T	Physiologie de la nutrition.
SALEM	T	Mathématiques générales.
LELONG	T	Application de l'analyse à la géométrie.
DEVILLERS	T	Anatomie et histologie comp.
EHRESMANN ...	T	Topologie algébrique.
FRANÇON	T	Physique (S.P.C.N.).
GLANGEAUD ...	T	Géographie phys. et géologie dynamique.
GODEMENT	T	Mathématiques (M.P.C.).
PISOT	T	Tech. mathém. de la phys.
ROCH	T	Géologie.
SCHATZMAN ...	T	Astrophysique.
TERMIER	T	Paléontologie stratig.
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.
LENNUIER	T	Physique (M.G.P.).
RIZET	T	Génétique.
ROUTHIER	T	Géologie appliquée.
M^me^ TONNELAT	T	Physique théorique.
DIXMIER	T	Mathématiques (M.P.C.).
SOUCHAY	T	Chimie générale.
AIGRAIN	T	Électrotechnique générale.
BRUSSET	T	Chimie systématique.
M. LÉVY	T	Physique théorique des hautes énergies (Orsay).
M^me^ CHAIX	T	Chimie biologique.
M^me^ HUREL-PY	T	Biologie végétale (P.C.B.).
PIAUX	T	Chimie (M.P.C.).
BRUN	T	Mécanique théorique des fluides.
LEDERER	T	Chimie biologique.
M^me^ DUBREIL .	T	Mathématique (agrég.).
M^me^ LELONG ..	T	Mathématiques II (E.N.S.).
BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.).
COTTE.....	T	Physique électricité.
DUBOIS J.-E. ..	T	Chimie organique.
LAMOTTE	T	Zoologie (E.N.S.).
MICHEL A.	T	Chimie minérale (Orsay).
OLMER	T	Énergétique générale.
ROUAULT	T	Électricité (Orsay).
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.
BARCHEWITZ ...	T	Chimie physique.

Brossel.....	T	Physique atomique.
Buser	T	Physiologie comparée.
Camus	T	Physiol. végétale (B.M.P.V.).
Castaing	T	Physique II, Thermod. (Orsay).
Curien	T	Minéralogie et cristallographie.
Moyse	T	Physiologie végét. (Orsay).
Noirot	T	Évolution des êtres organisés.
Pannetier	T	Chimie générale.
Possompès	T	Zoologie.
Pullmann.....	T	Chimie quantique.
Teillac	T	Physique nucl. et radioactivité.
Tonnelat	T	Biologie physico-chimique.
Villé	T	Économétrie.
Willemart ...	T	Chimie (P.C.B.).
Dode	T	Chimie (Orsay).
Freymann	T	Recherches physiques.
Guinochet ...	T	Biol. vég. (S.P.C.N.) (Orsay).
Rollet	T	Chimie minérale.
M^lle Josien ...	T	Chimie (S.P.C.N.).
Chevalley ...	T	Géométrie algéb. et théorie des groupes.
Arnoult	T	Électronique (Orsay).
Chapelle	T	Physique (Orsay).
Delange	T	Mathématiques I (Orsay).
Deny	T	Mathématiques géné. (Orsay).
Germain	T	Mécanique théor. des fluides.
Lucas	T	Géologie.
Allard	T	Chimie physique.
Berthelot ...	T	Phys. des particules fond.
Bricart	T	Météo. et phys. de l'atmosph.
M^me Albe-Fessard	T	Psychophysiologie.
Friedel	T	Physique des solides (Orsay).
M. Julia	T	Études des moléculaires naturelles complexes.
Lender	T	Biologie animale (S.P.C.N.) (Orsay).
Magat	T	Physico-chimie des radio-éléments.
M^lle Quintin ..	T	Électrochimie.
Monod	T	Chimie du métabolisme.
Benoit.....	T	Physiol. anim. (Orsay).
De Possel	T	Analyse numérique.
Charlot	T	Chimie analytique.
Lemée	T	Physiologie vég. (B.M.P.V.) (Orsay).
Guérin	T	Chimie (M.P.C.) (Orsay).
Chatelet M. ..	T	Chimie (P.C.B.).
Jean	T	Physique nucléaire (Orsay).
Mattler	T	Physique (S.P.C.N.).
Bergerard ...	T	Zoologie (Orsay).
Bertein	T	Électronique (Orsay).
Bouissieres ..	T	Chimie des radio-éléments (Orsay).
M^me Couture..	T	Thermodynamique et méc. physique.
Ellenberger..	T	Géologie des grandes régions du globe.
Franc	T	Biologie animale (P.C.B.).
Schnell		Botanique tropicale (Orsay).
Stolkowski ...	T	Physiologie végétale.
Acher		Chimie biol. (Orsay).
Baudoin		Biologie animale (P.C.B.).
Beaumont.....		Biologie animale (S.P.C.N.).
Blamont	T	Géophysique ionosphère.
Bourreau		Botanique.
Curie D.		Physique (M.G.P.).
Durand-Delga	T	Géologie.
Freon	T	Chimie organique (Orsay).
Heller	T	Physiolog. végétale.
Tortrat	T	Calcul des probabilités.
Cailleux		Géologie (S.P.C.N.).
Magnan.....	T	Physique (S.P.C.N.).
Daudel	T	Mécanique ondulatoire appliq. à la chim. théor. et à la physique nucléaire.
M^lle Fourcroy.		Biologie végétale (S.P.C.N.).
M^me Choquet-Bruhat ..	T	Mécanique analytique et mécanique céleste.
M^lle Veil.....		Physiologie générale.
Lwoff	T	Microbiologie.
Siestrunck....	T	Mécan. phys. et expérim.
Lacombe	T	Métallurg. des métaux nucl.
Brochard	T	Physique (P.C.B.) (Orsay).
Cabannes	T	Mécanique générale.
Lesieur.....	T	Mathématiques I (Orsay).
Mazet	T	Mécanique générale (Orsay).
Caire		Géographie phys. et géol. dynamique.
Comolet	T	Mécanique des fluides.
Corabœuf ...		Physiologie animale (Orsay).
Delloue		Physique de l'exosphère.
Gorenflot ...		Botanique II (Orsay).
Houillon ...		Biologie animale (P.C.B.).
Jullien J.		Chimie (S.P.C.N.) (Orsay).
Malgrange ...	T	Technique math. de la physique (Orsay).
Olivier		Antropologie.
Nozeran	T	Botanique II (Orsay).
Blanc-Lapierre	T	Physique (E.N.S.) (Orsay).
Chevaugeon ..	T	Botanique (Orsay).
Kahane.....	T	Mathématiques (Orsay).
Samuel	T	Mathémat. féminines (E.N.S.).
Kourganoff ..	T	Astronomie (Orsay).
Thiry	T	Mécanique céleste.
Abeles		Physique (S.P.C.N.).
Amat		Physique (P.C.B.).
Auboin		Géologie.
M^me Benoit-Gueutal ..		Physique nucl. et radioactiv.
Bougis		Biologie marine (Villefranche-sur-Mer).
Bruhat	T	Mathématiques (M.P.C.).
Brunn	T	Géologie historique (Orsay).
Chabbal		Physique (M.G.P.) (Orsay).
Deheuvels ...	T	Mathématique propé. (Orsay).
D'Espagnat ..		Physique théorique (Orsay).
Furon		Géologie (S.P.C.N.).
M^me Gans	T	Génétique.
Geneves		Biologie végétale (P.C.B.).
Guilbert		Physique (C.U.S.) (Orléans).
Hupe		Pétrographie.
Hollande.....	T	Biologie générale.
Lions	T	Analyse numérique.
Maitte		Chimie (P.C.B.).
Meyer		Physique propédeutique.
Nicolas		Géologie appliquée.
Panigel		Biologie générale.
Ravier		Pétrographie.
Roseau	T	Mécanique théor. des fluides
Roubine		Électronique.
Silber	T	Chimie (P.C.B.).
Uebersfeld ..	T	Électronique.
Yvon	T	Théories physiques.

Secrétaire général. . . . . . R. Poullain

A mon père, à ma mère.

La présente étude a été faite au Laboratoire d'Aérothermique du Centre National de la Recherche Scientifique, où elle a nécessité la construction d'une soufflerie spéciale.

Je tiens à assurer M. le Professeur Brun *de ma profonde reconnaissance pour la bienveillante attention qu'il a toujours témoignée à mon égard. Il a suivi avec un intérêt constant l'élaboration de la thèse qu'il m'avait autorisé à préparer sous sa direction, dans son propre laboratoire.*

Comment pourrai-je exprimer toute la gratitude que je dois à M. le Professeur Charwat *qui, pendant deux années, m'a prodigué les plus précieux conseils et n'a cessé de m'apporter l'appui permanent de sa haute compétence ?*

Je remercie vivement M. le Professeur Vichnievsky, *qui a bien voulu accepter de faire partie du jury de cette thèse.*

Qu'il me soit également permis de rendre personnellement hommage à la valeur de l'enseignement de M. Plan, *mon ancien professeur d'Aérodynamique à l'École Technique d'Aéronautique et de Construction Automobile; mon orientation tout entière dépend de son action dont je garderai le fidèle souvenir.*

Je veux, enfin, faire part à tout le personnel du Laboratoire d'Aérothermique de mes plus vifs sentiments de reconnaissance pour le concours empressé et dévoué qu'il m'a constamment apporté tout au long de mes travaux de recherche.

TABLE DES MATIÈRES

PAGES

Tableau des Notations 1

Chapitre Premier. — **Déviation aérodynamique des jets. Position du problème. Moyens préconisés** 3

1,1 Principe de la déviation aérodynamique d'un jet 3
1,11 But 3
1,12 Réalisation 4
1,13 Phénomènes essentiels provoqués par l'injection 4
1,2 Comparaison des divers modes de guidage des fusées 4
1,3 Bref historique 5
1,4 Remarques générales sur l'étude 6
1,41 Mode d'injection 6
1,42 Étude de l'écoulement 6
1,43 Étude de l'effet du jet 7
1,44 Passage au cas de la fusée 8

Chapitre II. — **Dispositif expérimental** 9

2,1 Description d'ensemble 9
2,2 Choix de la buse 10
2,3 Tuyère 13
2,31 Montage 13
2,32 Caractéristiques géométriques 16
2,33 Caractéristiques aérodynamiques 16
2,4 Mesures des pressions 18
2,41 Pressions statiques 18
2,42 Pressions d'arrêt 19
2,5 Déplacement de la sonde de pression d'arrêt 20
2,6 Mesure des forces. Balances 22
2,7 Visualisation 25

Chapitre III. — **Étude de l'écoulement modèle** 26

3,1 Mode d'injection 26
3,11 Technologie de l'injection 26
3,12 Débit-masse injecté 27
3,13 Force d'impulsion du flux secondaire 27

PAGES

3,2 Visualisation de l'écoulement 28
3,21 Injection d'huile colorée de diverses fluidités 28
3,22 Injection de fumée 29
3,23 Localisation exacte du choc à l'aide d'une sonde de pression d'arrêt . 29

3,3 Décollement de la couche limite 30

3,4 Répartition des pressions statiques sur la paroi du divergent 30
3,41 Pressions statiques le long de la génératrice passant par le point d'injection 30
3,42 Pressions statiques le long de la génératrice opposée au point d'injection 33
3,43 Pressions statiques sur le pourtour de diverses sections droites 33
3,44 Représentation générale des résultats 35

3,5 Répartition des pressions d'arrêt dans l'écoulement 37
3,51 Pressions d'arrêt dans le plan de la section droite $x = 15$ mm 37
3,52 Pressions d'arrêt dans le plan de la section droite $x = 30$ mm 40
3,53 Pressions d'arrêt dans le plan de la section droite $x = 60$ mm 40
3,54 Pressions d'arrêt dans le plan méridien passant par le point d'injection 40
3,55 Interprétations des résultats précédents 44

3,6 Force latérale partielle résultant de la dyssymétrie des pressions statiques à l'aval du point d'injection 45
3,61 Composantes utiles des surpressions, donnant naissance à l'effort latéral 45
3,62 Détermination des efforts latéraux unitaires pour diverses sections droites 47
3,63 Répartition des efforts latéraux unitaires 54
3,64 Intensité de la force latérale partielle 54

3,7 Force latérale globale 56

Chapitre IV. — **Influence du débit injecté** 00

4,1 Dispositif d'injection 57
4,11 Grandeur de l'orifice d'injection 57
4,12 Pression génératrice d'injection 57
4,13 Valeur des débits-masses injectés 57
4,14 Forces d'impulsion du jet 59
4,15 Tableau récapitulatif 59

4,2 Position et intensité du choc principal 61

4,3 Décollement. Hauteur de pénétration du jet 62

4,4 Répartition des pressions statiques sur la paroi du divergent 69
4,41 Pressions statiques le long de la génératrice passant par le point d'injection 71
4,42 Pressions statiques sur le pourtour de diverses sections droites 71

4,5 Mesure des forces 76

PAGES

CHAPITRE V. — **Amélioration de l'efficacité de l'injection** 77

5,1 Influence de la position de l'orifice d'injection 77

5,11 Décollement associé au choc 77

5,12 Forces mesurées. Coefficients d'amplification 77

5,2 Conclusion. Injection d'efficacité optimale 81

BIBLIOGRAPHIE 83

TABLEAU DES NOTATIONS

a	Célérité du son.
A	Surface.
F	Force.
F_t	Effort latéral.
F_j	Force d'impulsion du jet secondaire.
f	Effort latéral unitaire.
$\frac{1}{v}$	Module de résistance à la flexion.
J	Jauge de contrainte.
K	Facteur de sensibilité des jauges.
L	Longueur.
M	Nombre de Mach.
M (x)	Nombre de Mach à la section d'abscisse x.
M_∞	Nombre de Mach à l'amont du choc principal.
M_{1N}	Nombre de Mach normal à l'amont du choc.
M_f	Moment de flexion.
m	Masse.
p	Pression statique.
$p\ (x)$	Pression statique à la section d'abscisse x.
$p\ (x, \theta)$	Pression statique mesurée dans la section x à l'azimut θ.
p_A	Pression d'arrêt.
p_R	Pression fournie par les exhausteurs.
p_0	Pression génératrice de l'écoulement principal.
p_{0i}	Pression génératrice de l'écoulement secondaire.
P	Poussée de la tuyère.
q	Débit-masse.
$q\ (\Phi_0\ p_{0i})$	Débit-masse de l'écoulement secondaire correspondant au col d'injection de diamètre Φ_i et à la pression génératrice d'injection p_{0i}.
r	Rayon vecteur.
R	Résistance électrique; constante des gaz parfaits; rayon.

t ..... Temps.

T ..... Température absolue.

U ..... Vitesse de l'écoulement.

x ..... Abscisse.

α ..... Demi-angle de divergence de la tuyère.

γ ..... Rapport des chaleurs spécifiques.

γ_t ..... Accélération transversale.

δ..... Distance; angle d'inclinaison du choc principal.

ρ ..... Masse spécifique.

Φ ..... Diamètre; coefficient d'amplification.

θ..... Azimut.

σ_f ..... Contrainte superficielle de flexion.

Chapitre Premier

DÉVIATION AÉRODYNAMIQUE DES JETS POSITION DU PROBLÈME — MOYENS PRÉCONISÉS

Le guidage d'une fusée peut être effectué de diverses façons. La déviation aérodynamique des jets en est une; l'efficacité continue de cette méthode et son faible prix de revient la rendent très utilisable. Le présent travail a pour objet de mieux analyser le mécanisme de ce moyen de guidage.

1,1 PRINCIPE DE LA DÉVIATION AÉRODYNAMIQUE D'UN JET

1,11 But.

A l'aide d'une injection secondaire de fluide, on modifie la structure de l'écoulement dans une tuyère d'éjection. Le mécanisme consiste essentiellement à dévier le jet principal afin d'engendrer des recompressions et des détentes locales de l'écoulement. Il

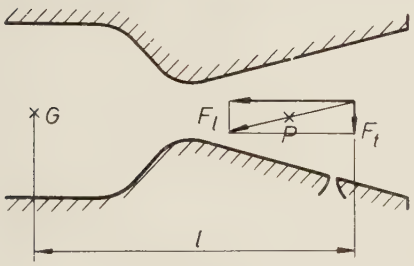


Fig. 1

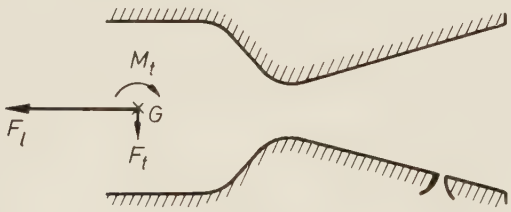


Fig. 2

en résulte une dyssymétrie dans la répartition des pressions sur le pourtour du divergent, ce qui donne lieu à un changement de direction de l'effort de poussée P, dont la composante transversale F_t (*fig.* 1), rapportée au centre de gravité G de l'engin (*fig.* 2), imprime à ce dernier à la fois une accélération transversale $\gamma_t = \frac{F_t}{m}$ et une accélération de rotation $\frac{d^2\varphi}{dt^2} = \frac{M_t}{m}$ avec $M_t = F_t \cdot l$; φ représente la position angulaire de l'engin par rapport à un axe fixe du plan perpendiculaire au vecteur couple $\vec{C}$.

On ne considère ici que les efforts relatifs au propulseur, à l'exclusion de toutes les forces aérodynamiques résultant de l'action de l'air sur la structure externe de l'engin.

1,12 **Réalisation.**

Une injection secondaire de fluide, convenablement effectuée, permet de faire varier l'intensité de l'effort latéral F_t, à la hauteur de la tuyère d'éjection, assurant ainsi le guidage de l'engin. A cet effet, il est nécessaire de connaître avec précision les effets de l'interaction résultant de la rencontre de deux jets, l'un constitué par l'écoulement principal de la tuyère, qui est supersonique dans le divergent, l'autre, de débit massique beaucoup plus faible, provoqué par une injection asymétrique entre le col et la section de sortie.

Sans avoir recours à des réservoirs auxiliaires, on peut aisément effectuer cette injection en prélevant une certaine quantité de fluide dans la chambre de combustion (*fig.* 3); la pression p_0 qui règne à la sortie de cette dernière est, en effet, très supérieure à la pression statique p_s, sur la paroi du divergent; par exemple, à la section droite du divergent où le nombre de Mach est 2, on sait que $p_s = 0{,}128\ p_0$; il est possible de régler la pression génératrice d'injection p_{0i} au moyen d'un détendeur. En fonction de l'effort

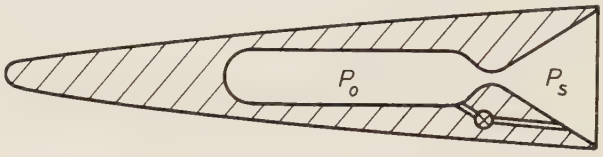


Fig. 3

latéral souhaité, on peut faire varier p_{0i} depuis zéro jusqu'à la valeur p_{0i} maximale ($p_{0i\max} \leqslant p_0$). Il faudra prévoir, évidemment, un système de refroidissement des gaz prélevés dans la chambre de combustion afin de remédier à une usure thermique trop intense. Ceci constitue une difficulté de la méthode.

1,13 **Phénomènes essentiels provoqués par l'injection.**

En supersonique, les perturbations ne remontent pas l'écoulement; par suite, il se forme devant l'obstacle fictif que représente l'injection secondaire une onde de choc séparant la zone amont de l'écoulement non perturbé de la zone aval, qui est le siège des diverses interactions. L'onde de choc provoque le décollement de la couche limite; de ce fait, la recompression est moins brutale lors de la traversée de l'onde de choc, l'interaction du choc et de la couche limite provoquant une élévation plus étalée de la pression.

1,2 COMPARAISON DES DIVERS MODES DE GUIDAGE DES FUSÉES

Au cours de son vol, l'engin est soumis, par l'intermédiaire de ses divers organes, à un ensemble de forces, lesquelles se réduisent à une force résultante appliquée en son centre de gravité et à un moment résultant, communiquant le mouvement souhaité de l'engin.

Les gouvernes aérodynamiques, si elles sont d'un mécanisme élémentaire, présentent certaines lacunes; elles s'avèrent inefficaces lors du décollage, c'est-à-dire pour une vitesse de l'engin inférieure à 30 m/s, privant ainsi ce dernier de tout guidage

pendant ce court laps de temps. De plus, pour les altitudes où la masse volumique de l'atmosphère devient faible, la production de forces transversales importantes s'avère difficile puisque l'efficacité des gouvernes décroît au fur et à mesure que la densité de l'air s'abaisse; le contrôle de l'engin est alors précaire.

Lorsque les fusées sont équipées de propulseurs à liquide et lorsqu'il y a possibilité d'orienter le moteur-fusée relativement au corps de l'engin, on peut utiliser *une tuyère d'éjection orientable*; ce mode de guidage n'occasionne pas de perte de poussée axiale; cependant, les efforts de commande sont importants. Dans les fusées à poudre, la chambre de combustion fait partie intégrante du corps de l'engin; l'emploi d'une telle tuyère s'avère donc impossible.

On peut guider l'engin à l'aide *de propulseurs auxiliaires* qui ont l'avantage d'assurer le contrôle de sa trajectoire même après l'extinction du propulseur principal; il faut néanmoins prévoir une alimentation séparée, ce qui exige au départ une charge supplémentaire de propergol.

Les déflecteurs mécaniques des jets possèdent certaines analogies avec la déviation aérodynamique. Ils sont le plus souvent localisés dans la section terminale de la tuyère et, par déviation, créent des recompressions de l'écoulement; l'effort transversal est en majeure partie dû à la réaction du jet sur ces éléments mécaniques mobiles dont l'usure est très rapide; une perte sensible de poussée résulte de la traînée propre des déflecteurs.

La déviation aérodynamique présente des améliorations incontestables sur ces méthodes classiques; *la simplicité du mécanisme* permet industriellement une *réalisation aisée,* son prix de revient paraissant très modéré; le *guidage s'effectue avec une précision accrue,* puisque *l'efficacité du système reste constante* pendant toute la durée de la propulsion, même au décollage et aux grandes altitudes. Le propulseur arrêté, le guidage ne se réalise plus; cependant, la précision finale avec laquelle l'engin assume sa mission est fonction principalement de celle du lancer et des corrections apportées à la trajectoire pendant la phase propulsive; la dernière phase du mouvement correspond donc à un vol purement balistique exigeant nécessairement, pour de longs parcours, la mise en œuvre de fusées auxiliaires. De plus, l'efficacité de la déviation *n'est pas affectée par l'usure du mécanisme* durant son fonctionnement, comme c'est le cas pour les volets déflecteurs. L'intensité de l'effort transversal F_t est directement fixée par le contrôle du débit massique de l'écoulement secondaire. Ce contrôle n'impose pratiquement *aucun effort de commande* et n'exige que le réglage approprié du détendeur.

1,3 BREF HISTORIQUE

Le problème de la déviation aérodynamique des jets est fort complexe et a déjà fait l'objet de maintes publications. Citons, en premier lieu, l'étude de Gérard Dupuichs sur l' « action d'un jet tranversal à un écoulement supersonique » [1], jet qui pénètre dans la section terminale de la tuyère; cette étude a facilité l'orientation de mes recherches, et je tiens à lui exprimer mes remerciements pour les précieuses informations qu'il m'a communiquées. L'O.N.E.R.A. a analysé les phénomènes liés à la rencontre de deux écoulements, l'un supersonique extérieur à une plaque plane, l'autre débouchant perpendiculairement au travers d'une fente pratiquée dans la plaque [2].

En Amérique également, un vaste courant de recherches se développe depuis quelques années autour de ce même problème, illustré plus particulièrement par les travaux de Mager [3], Broadwell [4], Newton et Spaid [5].

L'étude qui est ici présentée n'apporte qu'une nouvelle contribution à ce problème. Nous pensons que l'analyse que nous avons faite permettra d'améliorer les conditions d'utilisation de l'injection.

1,4 REMARQUES GÉNÉRALES SUR L'ÉTUDE

1,41 Mode d'injection.

Les mesures ont été effectuées dans une tuyère de révolution dont les caractéristiques géométriques et aérodynamiques sont données au paragraphe 2,3. Au cours de « l'étude de l'écoulement modèle » (chap. III), l'injection d'air est réalisée

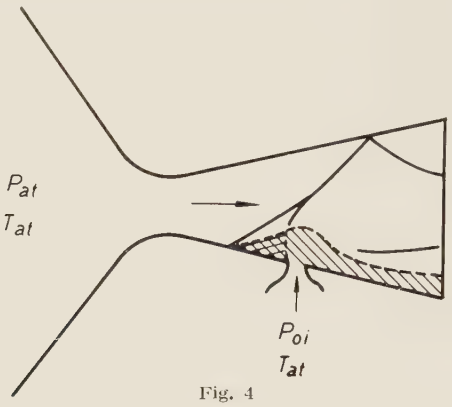


Fig. 4

perpendiculairement à l'axe de la tuyère au travers d'un col sonique débouchant directement de la paroi du divergent; l'orifice d'injection est situé à une distance suffisamment grande de la section de sortie de la tuyère (*fig.* 4) pour que l'on puisse analyser dans leur ensemble, et aussi loin que possible à l'aval de l'injection, les effets résultant de la rencontre des deux jets.

A partir de l'enseignement tiré de cet examen détaillé, on a défini de nouveaux modes d'injection afin d'obtenir une meilleure efficacité du mécanisme, c'est-à-dire un effort latéral F_t optimal; ces injections particulières font l'objet du chapitre V.

1,42 Étude de l'écoulement.

Le but essentiel du travail est de préciser un meilleur mode d'injection, la recherche de l'efficacité étant primordiale. Dans ce but, une étude systématique des écoulements s'interpénétrant et modifiant la répartition des pressions a été effectuée d'une manière aussi complète que possible, avec le souci constant de faire une analyse très précise des phénomènes.

Quantitativement, on a mesuré les valeurs des pressions statiques sur le pourtour du divergent et l'on connaît leur répartition en fonction des diverses injections.

L'intégration de ces forces asymétriques de pressions permet de définir l'intensité de l'effort latéral associé. L'intensité des chocs et leur emplacement dans l'écoulement (choc principal, choc de recompression dû au recollement du jet secondaire, choc réfléchi) sont déduits d'une série de mesures effectuées à l'aide d'une sonde de pression d'arrêt balayant la surface de plusieurs sections droites de la tuyère.

Qualitativement, on s'est efforcé de caractériser la géométrie des écoulements en déterminant, par exemple, la hauteur de pénétration du jet auxiliaire au sein du flux principal. Les expériences optiques jointes aux différentes mesures de pression ont permis de localiser les décollements de la couche limite.

La zone de l'écoulement située à l'amont du point d'injection avait déjà fait l'objet d'études détaillées [1]; on s'est contenté d'analyser plus précisément les phénomènes dans la zone aval.

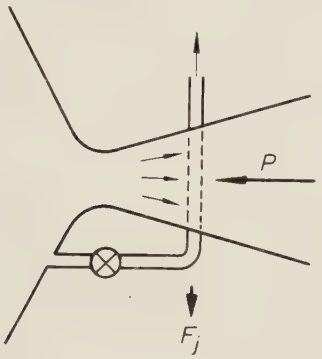


Fig. 5

$\Phi = \frac{F_t}{F_j}$

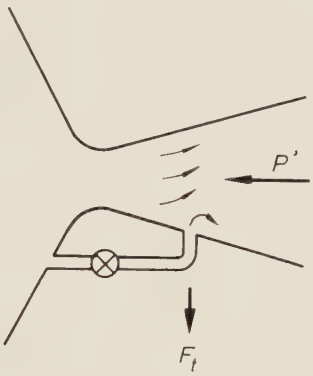


Fig. 6

1,43 **Étude de l'effet du jet.**

Le jet secondaire, en faisant dévier le flux principal, crée une recompression locale dont la réaction s'applique sur la paroi de la tuyère. Désignons par P la poussée de l'écoulement principal et par F_j la poussée du jet latéral qui débouche directement dans l'atmosphère (*fig.* 5). Si, maintenant, ce même jet est injecté dans le divergent (*fig.* 6), l'effort latéral global F_t sera différent de l'effort F_j correspondant au cas précédent. Cette constatation amène à définir un *coefficient d'amplification* $\Phi = \frac{F_t}{F_j}$. On utilise donc, pour engendrer l'effort latéral, une partie de la quantité de mouvement du jet principal, dont la composante suivant la direction de l'injection s'ajoute à la quantité de mouvement propre du jet auxiliaire.

La valeur du coefficient Φ dépend des effets de l'interaction entre les deux écoulements, par conséquent de la configuration de l'injection et de son emplacement.

L'efficacité de l'injection est fonction d'un nombre important de paramètres : pression, température, masse, impulsion de l'écoulement secondaire, angle d'injection, angle de divergence de la tuyère, position et forme de l'orifice d'injection. Le chapitre IV traite de l'influence de quelques-uns de ces paramètres, le cinquième chapitre étant consacré à la présentation et à l'analyse d'injections particulières d'un rendement plus élevé.

1,44 **Passage au cas de la fusée.**

Si les conditions génératrices des écoulements examinés sont expérimentalement très différentes de celles qui donnent naissance aux écoulements dans une fusée, les phénomènes sont quasi identiques dans les deux systèmes. Pour l'engin, la détente

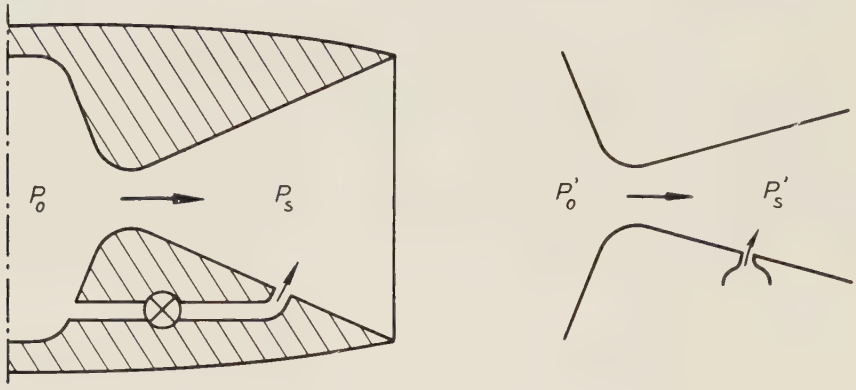


Fig. 7

s'opère depuis la pression régnant dans la chambre de combustion jusqu'à la pression atmosphérique; pour la tuyère expérimentale, la détente s'effectue depuis la pression atmosphérique jusqu'à la pression aval donnée par les caractéristiques des pompes à vide. Dans les deux cas (*fig.* 7), le rapport des pressions $\frac{p_s}{p_0}$ ou $\frac{p'_s}{p'_0}$ étant le même, la distribution des nombres de Mach reste identique et l'interaction conserve la même configuration.

Chapitre II

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

2,1 DESCRIPTION D'ENSEMBLE

L'étude expérimentale a nécessité la réalisation d'une nouvelle soufflerie (*fig.* 8). La *figure* 9 représente la coupe simplifiée de l'installation. La tuyère (1) débouche

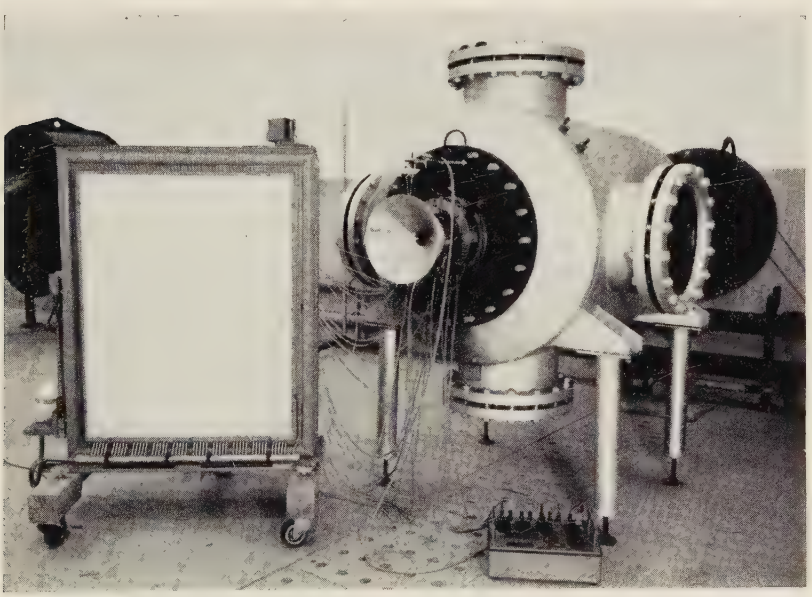


Fig. 8

dans le caisson fixe (2) qui renferme, à la fois, le diffuseur (3) et le mécanisme de commande du porte-sonde (4); un tube cylindrique d'acier (5), de 520 mm de diamètre, relie la sortie du diffuseur à la vanne (6) qui assure la communication avec le circuit des pompes à vide (7).

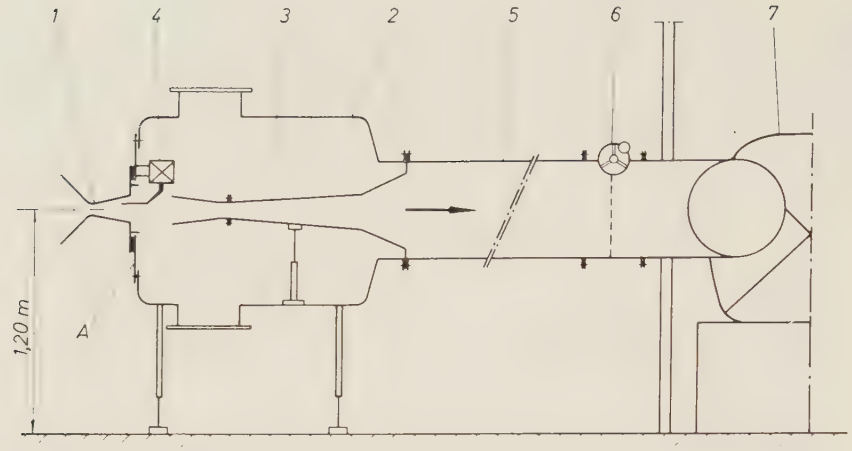


Fig. 9

2,2 CHOIX DE LA BUSE

L'air atmosphérique est aspiré dans la buse par deux exhausteurs groupés en parallèle (*fig.* 10) qui peuvent débiter un volume d'air de 2,9 m³/s, le rotor tournant à

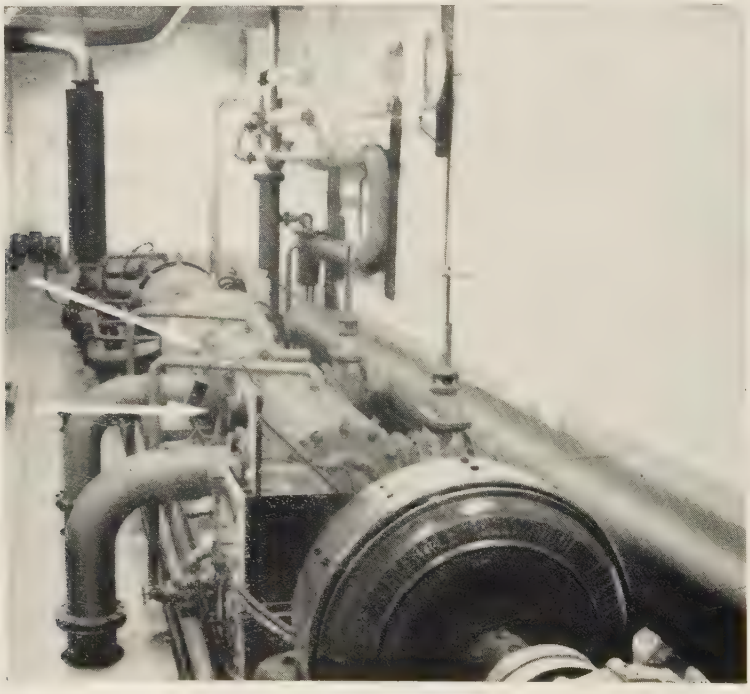


Fig. 10

185 tr/mn. La puissance absorbée, pour une dépression de 0,4 bar, est de 230 ch. Les caractéristiques de ces exhausteurs sont portées sur la *figure* 11.

a) Considérons le fonctionnement de la soufflerie lorsque, à sa sortie du divergent, l'écoulement débouche directement dans le caisson (*fig.* 12). Le volume total d'air aspiré est fonction du débit de la tuyère, dont le diamètre au col est de 30 mm, et de celui du jet secondaire; l'intervalle compris entre les points M et M′ de la *figure* 11 représente la zone de fonctionnement des exhausteurs. Au débit-volume de 0,24 m³/s correspond une valeur du rapport $\frac{p}{p_0}$ de 0,1. Cette valeur permet d'atteindre, pour une

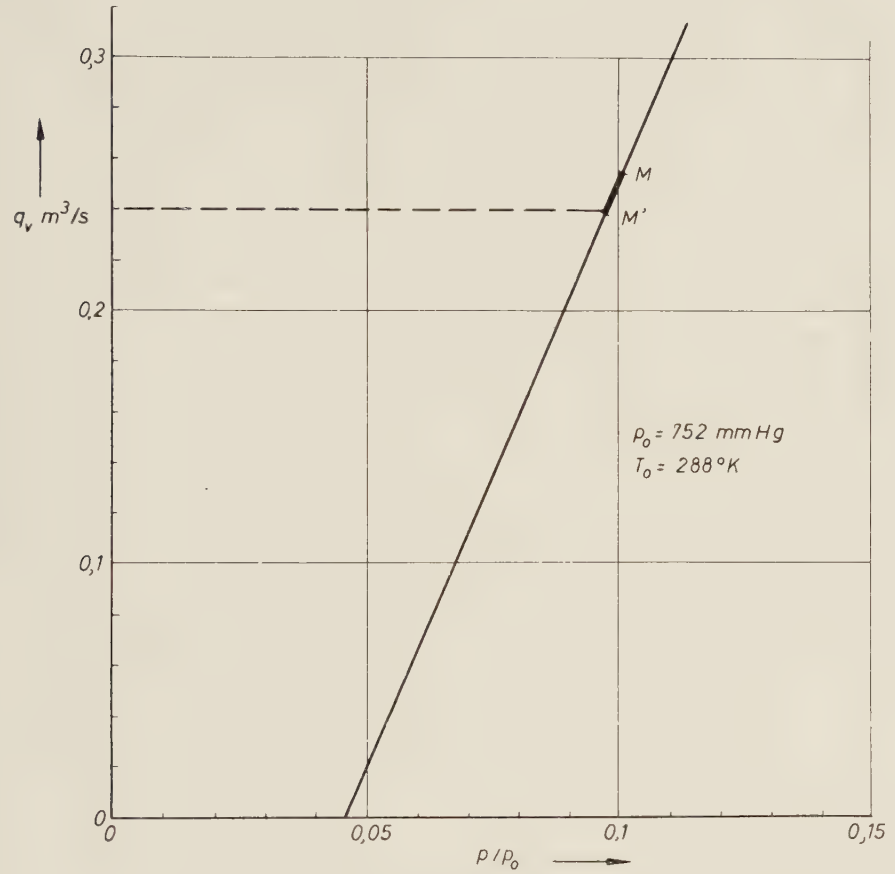


Fig. 11. — Pression fournie par les exhausteurs en fonction du débit d'air aspiré

tuyère « adaptée » qui aurait p_0 pour pression génératrice de son écoulement, un nombre de Mach de 2,15.

b) L'étude envisagée nécessite un nombre de Mach plus élevé; il fallait donc abaisser la pression des exhausteurs et, par conséquent, diminuer le débit-volume d'air aspiré. Toutefois, pour un diamètre de 10 mm au col de la tuyère, représentant un débit-volume d'air aspiré de 0,027 m³/s, la valeur 0,052 correspondante de $\frac{p}{p_0}$ ne permet d'atteindre qu'un nombre de Mach de sortie de l'écoulement de 2,57; d'ailleurs, une tuyère d'aussi faibles dimensions n'aurait pu se prêter à la série d'expériences proposée.

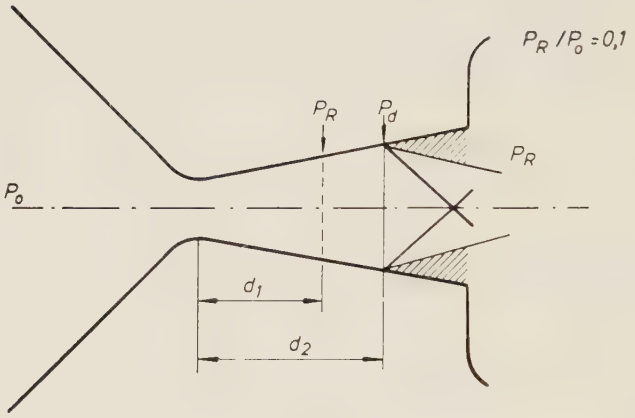


Fig. 12

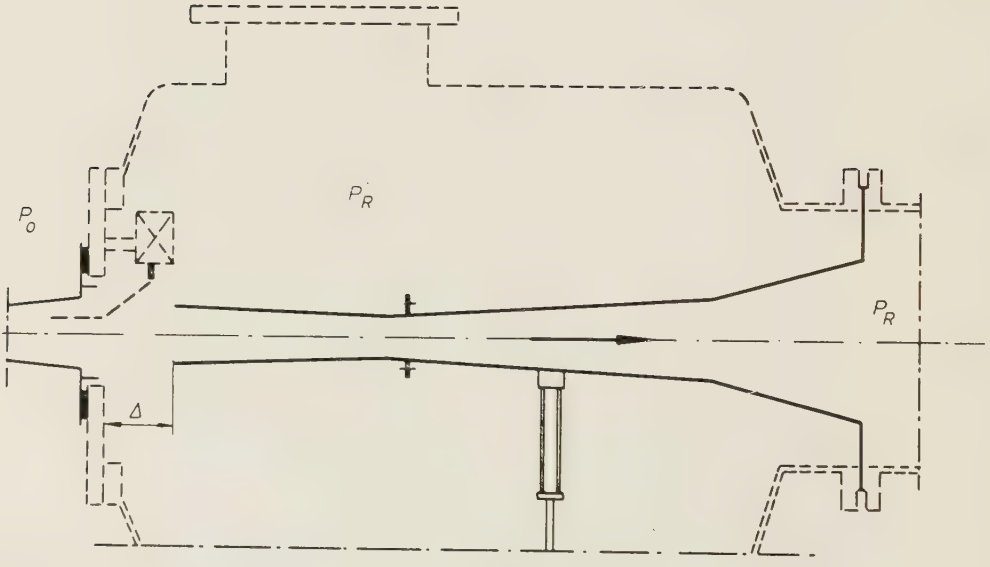


Fig. 13

La nécessité d'une exploration suffisamment précise de l'écoulement à l'intérieur du divergent a déterminé sa conception. Le diamètre de 30 mm de la section au col de la tuyère a été conservé et le rapport des aires $\frac{A}{A_c}$, de la section de sortie du divergent à la section au col, correspond à un nombre de Mach théorique de 2,75, en supposant que le jet reste entièrement supersonique et que l'épaisseur de la couche limite soit négligeable. En fait, ces hypothèses ont été contredites par l'examen de l'écoulement à partir du col sonique de la tuyère (*fig.* 12). Le flux, d'abord supersonique, atteint le nombre de Mach 2,15 à une distance $d_1 = 80$ mm du col, la pression statique pour cette section étant égale à la pression p_R fournie par les pompes $\left(\frac{p_R}{p_0} \neq 0{,}1\right)$. L'écoulement dépasse cette abscisse d_1 tout en restant supersonique jusqu'à la section $d_2 = 120$ mm où l'on observe nettement, au moyen d'une injection d'huile, le décollement de la couche limite qui occasionne la formation de chocs obliques. L'évolution est donc déterminée par le comportement de la couche limite qui décolle en traversant un gradient de pression positif trop élevé.

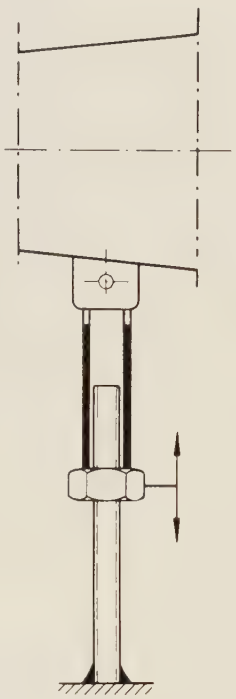


Fig. 14

c) Pour éviter ce décollement, il a fallu modifier la conception de l'écoulement et adjoindre un diffuseur faisant office de second col (*fig.* 13). Celui-ci est intercalé entre la tuyère et le circuit des exhausteurs; une distance $\Delta = 80$ mm est réservée entre la section de sortie du divergent et la section d'entrée du diffuseur pour permettre le déplacement d'une sonde de pression d'arrêt et la mise en place du mécanisme de transmission qui lui est associé.

L'alignement des axes de la tuyère et du diffuseur est réalisé au moyen d'un réglage du type écrou et vis sans fin (*fig.* 14), l'écrou assurant par sa rotation le déplacement vertical du diffuseur. L'écoulement demeure entièrement supersonique dans l'espace délimité par les deux cols, et il existe un rapport de 3,6 entre la pression fournie par les exhausteurs et la nouvelle pression p_R qui règne dans le caisson (*fig.* 13).

La valeur de $\frac{p_R}{p_0}$, modifiée par l'intervention du diffuseur, descend à 0,027, ce qui autorise, pour une tuyère adaptée, un nombre de Mach de sortie de 3. Dans ces conditions, la tuyère expérimentale utilisée est sous-détendue ($M_s = 2{,}7$). Tout risque de décollement de la couche limite se trouve donc écarté.

2,3 TUYÈRE

2,31 **Montage.**

L'assemblage des divers éléments de la tuyère est aisé et permet, le cas échéant, de les interchanger rapidement. La *figure* 15 en représente la coupe longitudinale. Le divergent en plexiglas (1) est enserré entre la pièce d'acier tournée (4) et le support (2)

en dural à l'intérieur duquel il se trouve emboîté; le blocage est assuré par l'intermédiaire de boulons montés sur les quatre tiges filetées (5) soudées sur la pièce (4). Le convergent en dural (3) est vissé sur le support (2).

Une couronne d'acier (8) est rigidement reliée, à l'aide des quatre pièces (7) disposées régulièrement à 90° l'une de l'autre, à la bride fixe (6) du caisson.

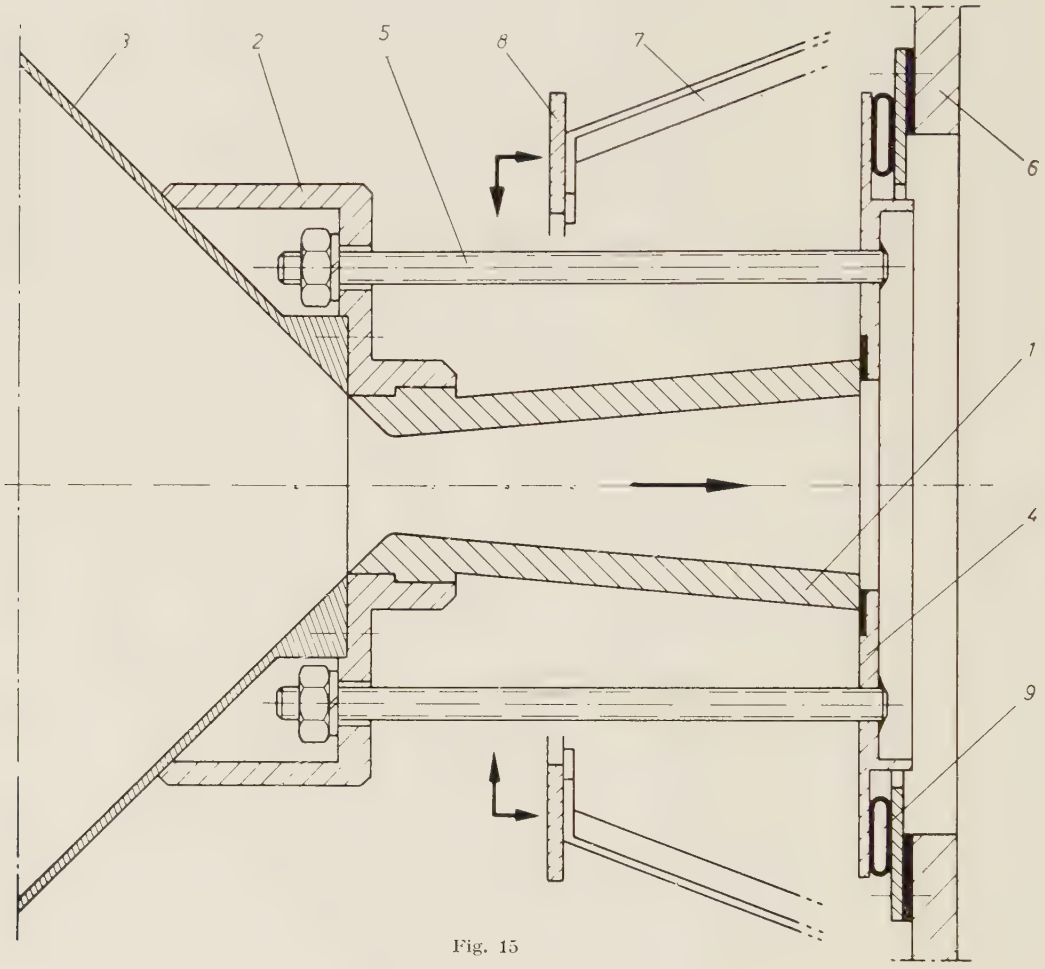


Fig. 15

Les pièces (1), (2), (3), (4), (5) constituent un ensemble mobile par rapport au groupement fixe (6), (7), (8). La liaison entre ces deux associations d'éléments s'effectue, d'une part, avec une chambre à air (9) gonflée à basse pression, qui joue le rôle de joint élastique tout en assurant l'étanchéité nécessaire, d'autre part, au moyen d'éprouvettes appropriées (voir § 2,6) qui assurent, par application de jauges de contrainte, la mesure des efforts appliqués sur la tuyère; ces éprouvettes sont interposées entre la couronne (8) et les tiges filetées (5). Cette description schématique est illustrée par les *figures* 16 et 17. La technologie de l'injection (repère A, *fig.* 17) fait l'objet des paragraphes 3,11, 4,11 et 4,12.

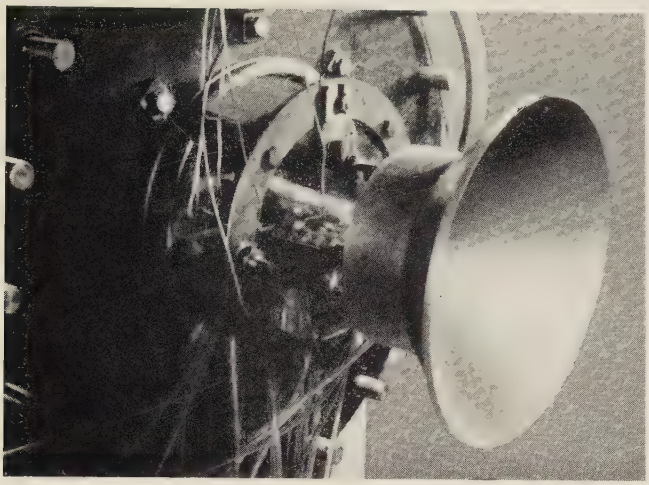


Fig. 16

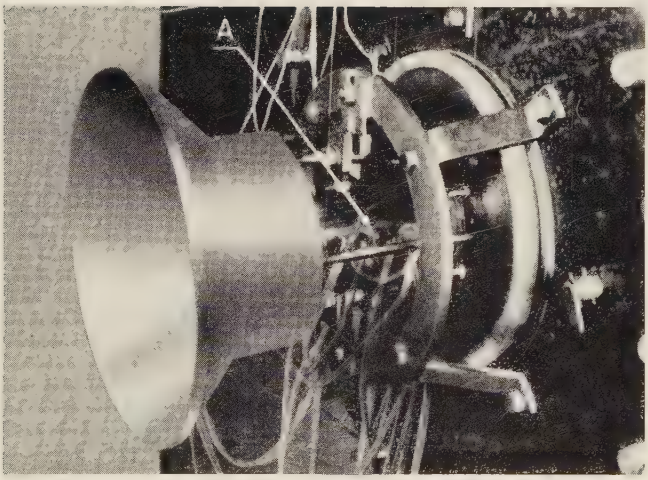


Fig. 17

2,32 **Caractéristiques géométriques.**

Les pièces sont, pour la plupart, de révolution. Afin de faciliter l'usinage et de réduire au maximum le délai de fabrication du prototype, on s'est attaché à définir, pour les divers éléments, une configuration aussi simple que possible.

Le convergent est de forme tronconique; le rapport de sa section d'entrée à la section au col, $\frac{A_E}{A_c} = 100$, permet, en écrivant la conservation du débit massique, de calculer une vitesse d'entrée de 2,15 m/s, vitesse très faible assurant une bonne régularité dans l'établissement de l'écoulement.

Le divergent, également de forme tronconique, possède un angle de divergence de 10°. Les diamètres des sections de sortie et du col sont respectivement 56 mm et 30 mm.

2,33 **Caractéristiques aérodynamiques.**

On a porté, sur la *figure* 18, les variations des rapports $\frac{p}{p_0}$ et $\frac{A}{A_c}$ en fonction de l'abscisse x; notons que l'abscisse $x = 0$ correspond à la section d'injection de la tuyère dans le cas de l'écoulement modèle (chap. III).

Un nombre de Mach théorique correspond à chaque valeur du rapport $\frac{A}{A_c}$ (courbe discontinue), mais, en fait, le Mach réel de l'écoulement est fonction du rapport $\frac{p}{p_0}$, dans lequel p représente la pression statique mesurée le long du divergent.

2,331 Débit-masse de la tuyère.

Il s'exprime, en fonction des conditions génératrices, par la formule :

$$q = A_c \cdot \sqrt{p_0 \rho_0} \cdot \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma+1}} \cdot \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}}.$$

Pour l'air $\gamma = 1{,}405$,

$$q = 0{,}685\, A_c \sqrt{p_0 \rho_0}.$$

La valeur de p_0 est de 758 mm de mercure, soit :

$$p_0 = \frac{758}{760} \cdot 101\,325 = 101\,200 \text{ N/m}^2 = 1{,}012 \text{ bar},$$

$$\rho_0 = 1{,}225 \text{ kg/m}^3 \ (T_0 = 288^\circ \text{ K}),$$

$$A_c = 7{,}065 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2;$$

d'où :

$$q = 0{,}170 \text{ kg/s}.$$

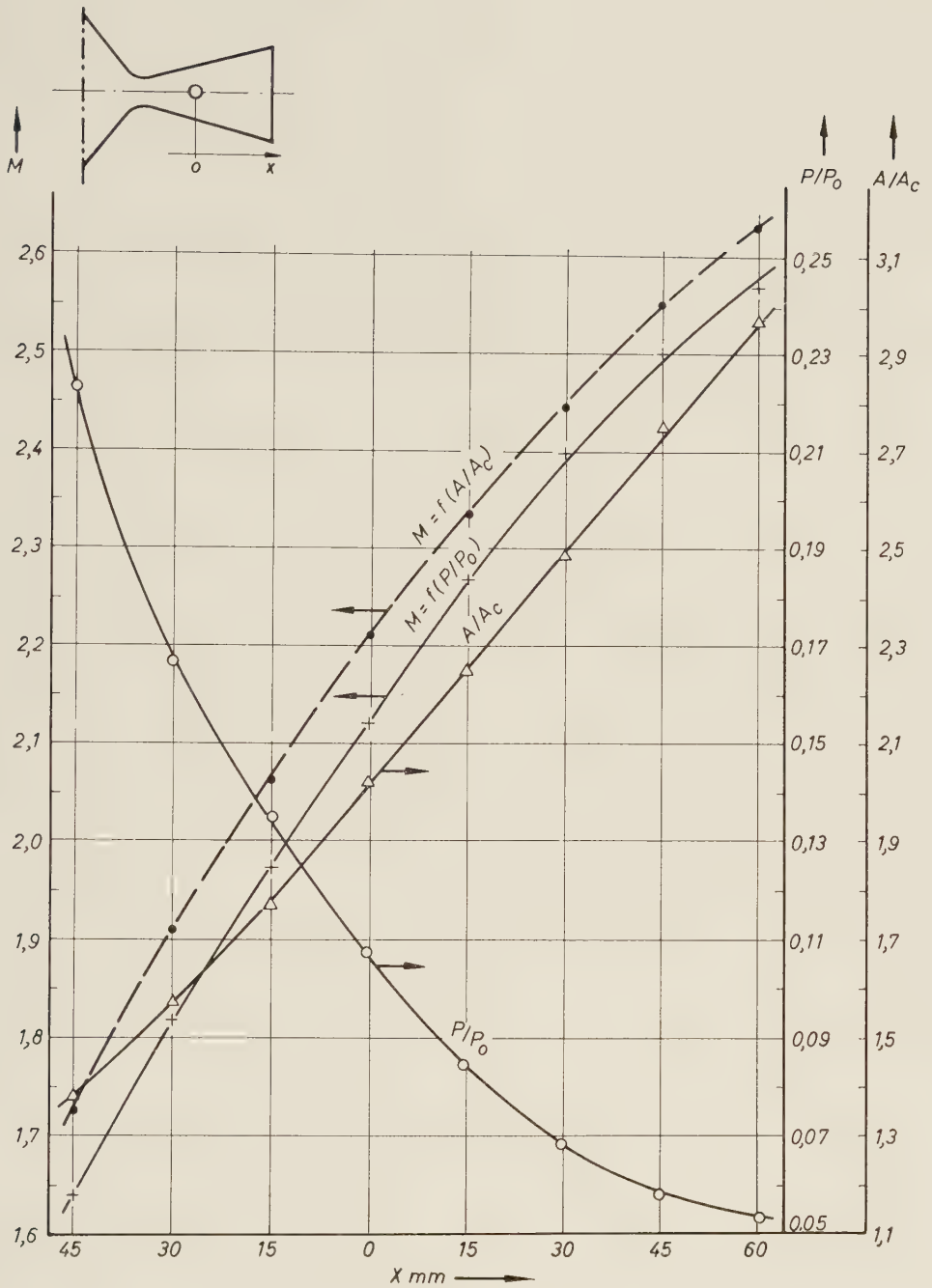


Fig. 18. — Caractéristiques de la tuyère

2,332 Poussée de la tuyère.

Elle a pour expression :

$$P = \int_{A_S} U_x \, dq + (p_s - p_R) A_s \quad ,$$

où U_x représente, pour chaque élément dA de la surface de sortie A_s, la projection de la vitesse $\vec{U_s}$ suivant la direction de l'axe de la tuyère.

L'angle de divergence étant très faible (10°), on peut considérer que la vitesse de sortie est en tout point de la section A_s parallèle à l'axe de la tuyère. Si U_s représente la vitesse moyenne de sortie, on peut écrire :

$$P = qU_s + (p_s - p_R) A_s \quad .$$

$q = 0{,}170$ kg/s,

$A_s = 0{,}24 \cdot 10^{-2}$ m²,

$M_s = 2{,}65.$

$\frac{T_s}{T_0} = 0{,}416, \qquad \frac{p_s}{p_0} = 0{,}0464, \qquad \frac{p_R}{p_0} = 0{,}027.$

$p_0 = 101\,200$ N/m² $= 1{,}012$ bar,

$p_s = \quad 4\,700$ N/m² $= 0{,}047$ bar,

$p_R = \quad 2\,730$ N/m² $= 0{,}0273$ bar,

$T_s = \quad 120°$ K.

$U_s = M_s A_s = M_s \sqrt{\gamma RT_s} = 583$ m/s,

d'où :

$$P = 103{,}74 \text{ N} \quad .$$

2,4 MESURE DES PRESSIONS

L'étude de l'écoulement a conduit à deux séries bien distinctes de mesures de pressions.

2,41 Pressions statiques.

Un nombre suffisamment important de prises de pressions statiques réparties sur le pourtour du divergent permet de définir, avec précision, leur valeur et leur répartition. La *figure* 19 représente une de ces prises constituées essentiellement

par des tétines en plexiglas (2) emmanchées à force, puis collées dans la paroi du divergent (1). Des tubes flexibles de vinyl (3), de diamètre intérieur 4 mm, relient directement les tétines au manomètre différentiel.

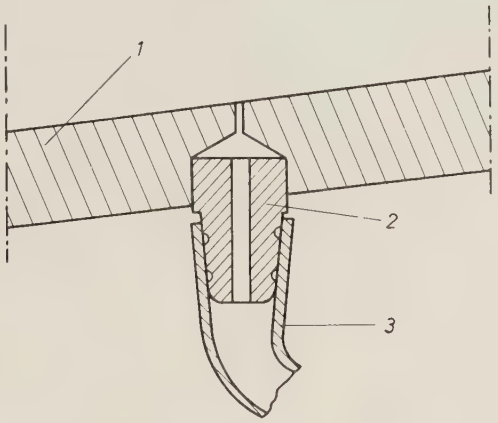


Fig. 19

On sait que, pour un écoulement isentropique, de pression génératrice p_0 connue, la mesure de la pression p permet de définir le nombre de Mach correspondant, puisque

$$\frac{p_0}{p} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}.$$

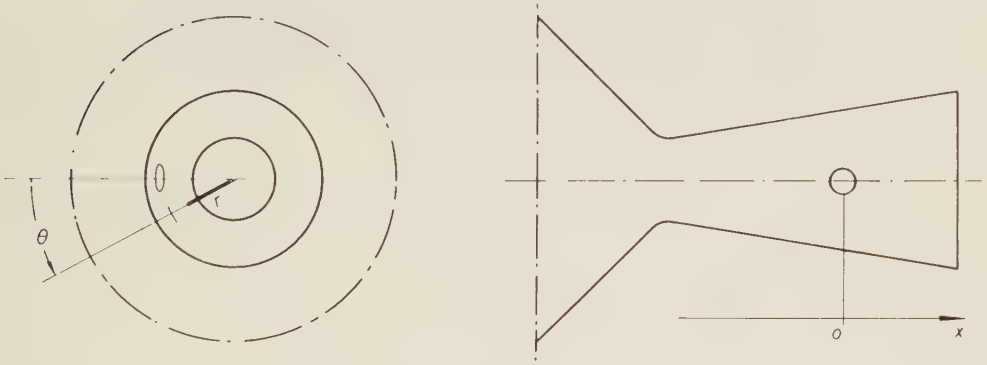


Fig. 20

La pression statique, mesurée sur la paroi du divergent, est fonction de l'abscisse x et de l'azimut θ (*fig.* 20) : on la notera $p\,(x, \theta)$.

2,42 **Pressions d'arrêt.**

Les mesures sont effectuées à l'aide d'une sonde de pression d'arrêt, dont la technique du déplacement est traitée au paragraphe 2,5. Les valeurs enregistrées n'indiquent pas les pressions totales réelles p_{01} de l'écoulement à la section considérée,

mais les pressions d'arrêt p_{02} derrière l'onde de choc qui se forme au nez du Pitot; le rapport $\frac{p_{02}}{p_{01}}$, fonction du nombre de Mach amont M_∞, s'écrit :

$$\frac{p_{02}}{p_{01}} = \frac{\frac{\gamma+1}{2} M_\infty^2 \left[\frac{(\gamma+1)^2 M_\infty^2}{4\gamma M_\infty^2 - 2(\gamma-1)} \right]^{\frac{1}{\gamma-1}}}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_\infty^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}}.$$

A l'intérieur du divergent, la pression d'arrêt mesurée est fonction de trois coordonnées : l'abscisse x, l'azimut θ et le rayon vecteur r (*fig.* 20).

2,5 DÉPLACEMENT DE LA SONDE DE PRESSION D'ARRÊT

Le mode de déplacement est représenté sur la *figure* 21.

La sonde est simplement constituée de deux tubes d'acier brasés bout à bout; l'un, de 1 mm de diamètre, forme la partie terminale de la sonde; l'autre [repère (1)], de 6 mm de diamètre, d'une très grande rigidité, est solidaire du porte-sonde et assure la transmission de son déplacement; il met, par l'intermédiaire d'un tube flexible [repère (2)], la sonde en communication avec le manomètre différentiel.

Le mécanisme de commande du porte-sonde, malgré la simplicité apparente de sa conception, a dû être longuement étudié. La sonde doit, en effet, balayer tout l'espace délimité par le divergent, et l'emplacement réservé au mécanisme de commande est considérablement réduit par l'interposition du diffuseur à l'intérieur du caisson.

Le déplacement tridimensionnel de la sonde (*fig.* 22) comporte trois mouvements correspondant respectivement aux trois coordonnées θ, r, x : une rotation autour de l'axe du divergent, une translation suivant le rayon vecteur, un déplacement longitudinal parallèlement à l'axe de symétrie de la tuyère.

On distingue, sur la *figure* 21, la section de sortie du divergent (4), la tuyère se trouvant derrière la bride (3) qui doit être boulonnée sur le caisson (repère A, *fig.* 9). Le porte-sonde est fixé sur la couronne dentée (5) qui tourne concentriquement par rapport à la bride sur laquelle elle se trouve guidée; elle s'engrène avec la roue (6) solidaire d'une manivelle, fixée sur la face cachée de la bride; cette manivelle commande la rotation de l'ensemble et définit la valeur de l'azimut θ. Le mouvement longitudinal s'effectue à l'aide du système écrou et vis sans fin (7); la pièce (8), qui joue le rôle d'écrou et définit par sa position l'abscisse x, se déplace longitudinalement lorsque l'on transmet par l'intermédiaire du flexible (9) une rotation à la tige filetée correspondante. Un second système d'écrou et vis sans fin, identique au précédent, est monté sur la même pièce (8); le déplacement relatif de l'élément (11) est commandé par la rotation de la tige filetée entraînée par le flexible (12). La valeur du rayon vecteur r est déterminée par l'emplacement de la pièce (11). Les trois mouvements s'exercent donc sur l'élément (11) qui supporte la sonde (1). Notons que les flexibles (9) et (12) sont reliés à deux manivelles situées sur le caisson, et qu'à un tour de manivelle correspond une translation de la sonde de 1,5 mm.

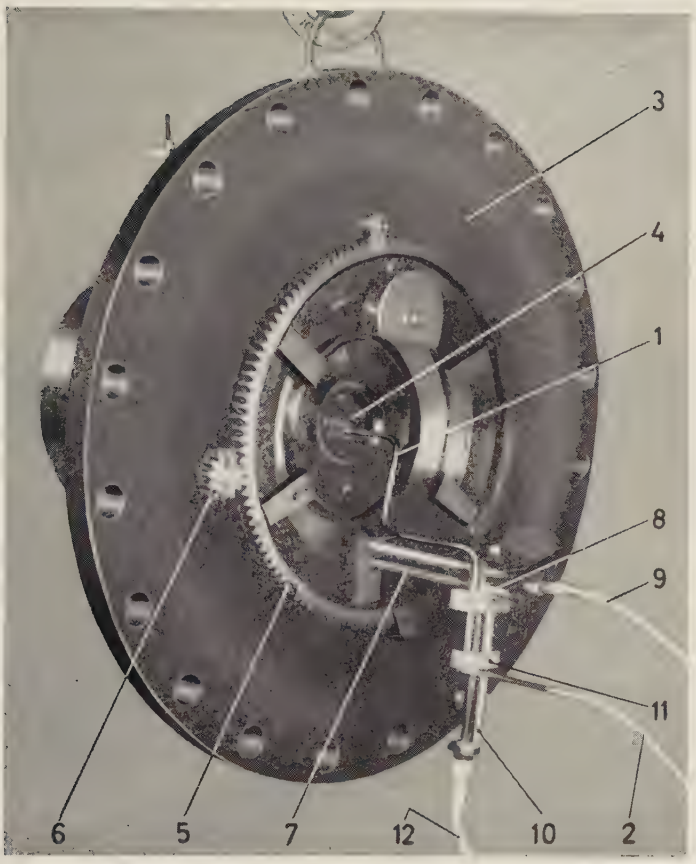


Fig. 21

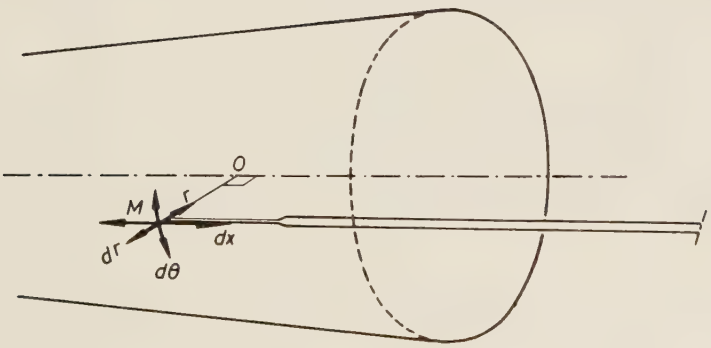


Fig. 22

La tuyère mobile est reliée à son support fixe par l'intermédiaire d'éprouvettes qui, munies de jauges de contrainte, permettent de connaître les diverses composantes de l'effort global. Étant donné la symétrie de l'écoulement, cet effort est situé dans le plan méridien de la tuyère passant par l'orifice d'injection, en l'occurrence, le plan horizontal.

La *figure* 23 montre le mécanisme des mesures. Les efforts sont transmis aux éprouvettes porte-jauges (1) et (2) par l'intermédiaire des tiges (5); ces éprouvettes sont

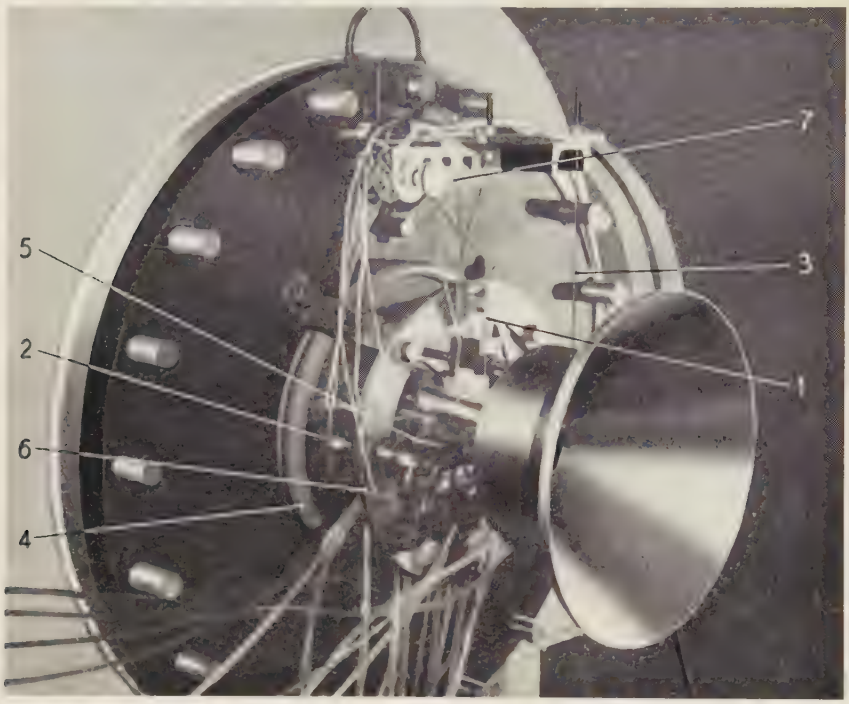


Fig. 23

boulonnées sur la couronne fixe (6) rigidement reliée à la bride du caisson. La chambre à air (4), faiblement gonflée, assure le jeu nécessaire et l'étanchéité entre les deux systèmes fixe et mobile. Quatre câbles d'acier (3), de tension réglable, neutralisent le poids de l'ensemble mobile, dont la répercussion doit être totalement écartée dans la mesure des forces.

Les éprouvettes (1), représentées sur la *figure* (24), mesurent les efforts dirigés suivant l'axe de la tuyère; l'éprouvette (2), détaillée sur la *figure* 25, est située dans le plan horizontal de symétrie qui passe par l'orifice d'injection; elle mesure l'effort transversal.

Les forces transmettent aux éprouvettes des moments de flexion M_f qui engendrent des contraintes superficielles locales. Si l'on colle sur les deux méplats opposés d'une

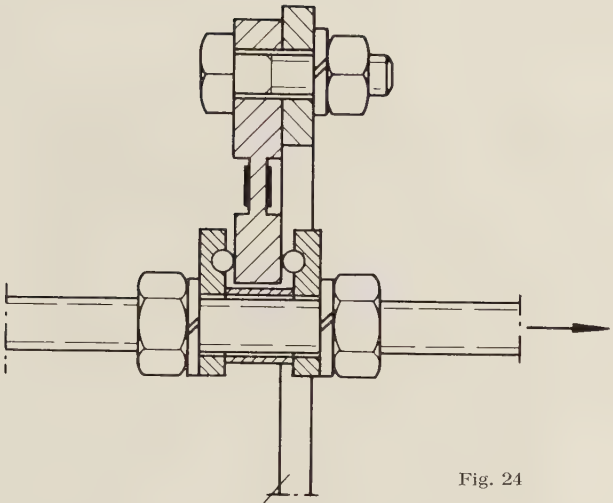


Fig. 24

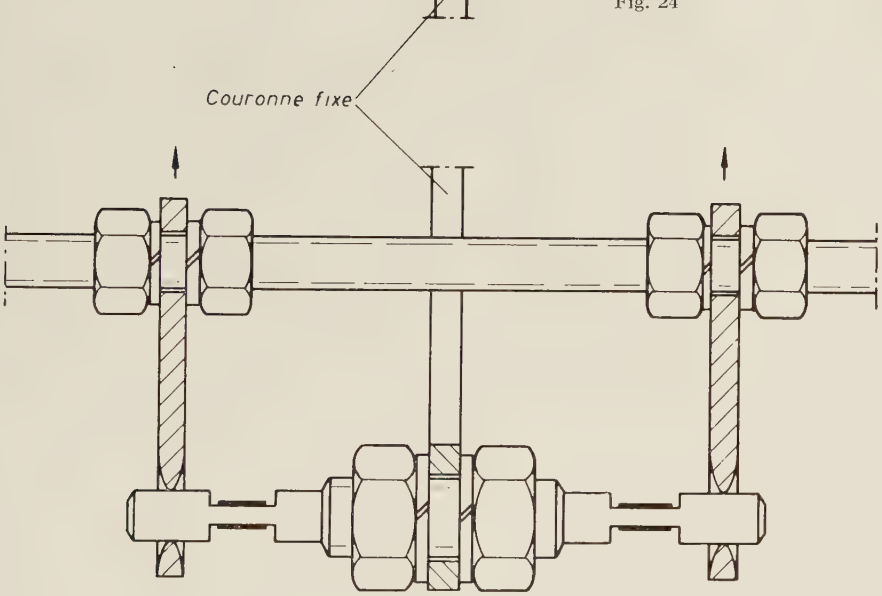


Fig. 25

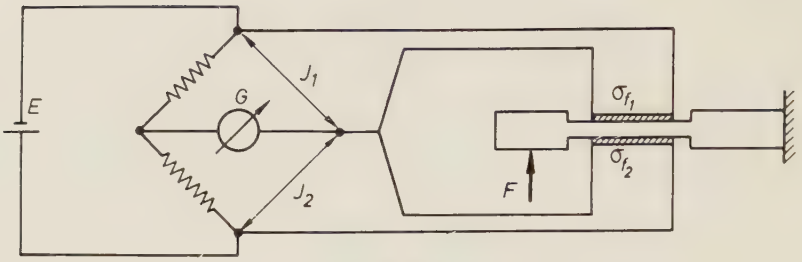


Fig. 26

éprouvette (*fig.* 26), soumise à l'effort F, deux jauges de contrainte initialement identiques, l'une d'entre elles J_1 est comprimée sous l'effet des contraintes σ_{f1} (sa résistance électrique diminue), tandis que J_2 est tendue sous l'effet des contraintes σ_{f2} (sa résistance électrique augmente).

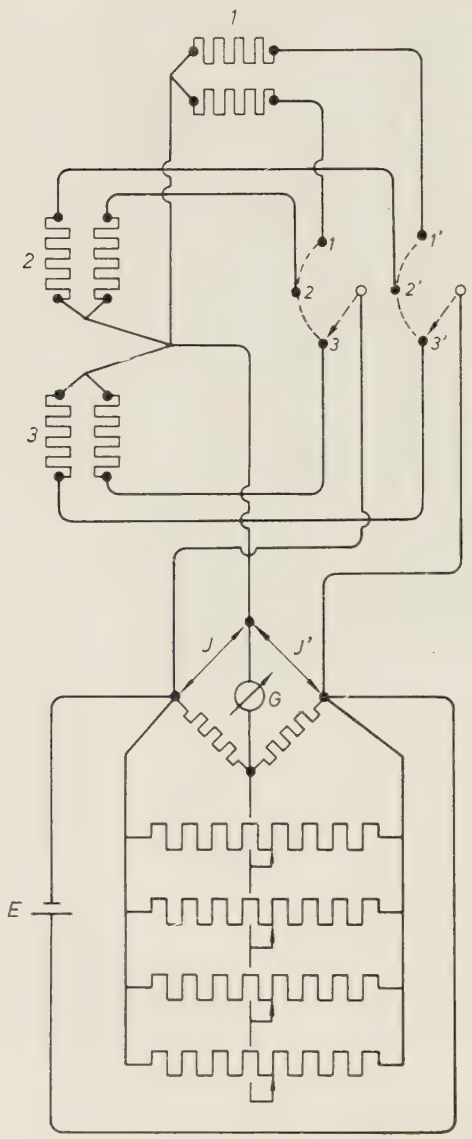


Fig. 27

Si J_1 et J_2 constituent deux bras d'un pont de Wheatstone, ce dernier se trouve déséquilibré, la déviation du galvanomètre étant proportionnelle aux variations $\frac{\Delta R}{R}$ de résistance des jauges et, par conséquent, à l'effort F appliqué. Les deux jauges ainsi disposées travaillent en opposition et augmentent la sensibilité des mesures; de plus, ce montage par couple assure une compensation automatique de température.

Les couples de jauges appartenant, d'une part, à l'éprouvette destinée à l'évaluation de l'effort axial, d'autre part, à celle mesurant l'effort latéral, sont reliés par l'intermédiaire d'un commutateur [repère (7), *fig.* 23] aux bornes d'un pont extensométrique; la déviation du spot du galvanomètre associé, à multisensibilités, est fonction de l'allongement relatif des jauges, ou de la variation de leur résistance, puisque $\frac{dR}{R} = K\frac{dl}{l}$. On en déduit, par étalonnage préalable, l'intensité de l'effort appliqué.

La *figure* 27 donne le montage électrique simplifié de l'installation. Les repères (1), (2) et (3) représentent les couples de jauges collées sur les éprouvettes décrites *figures* 24 et 25.

2,7 VISUALISATION

L'examen de l'écoulement par interférométrie ou par la méthode des ombres s'avère impossible par suite du caractère tridimensionnel de l'interaction. Cependant, des injections de fumée et des pulvérisations d'huile colorée ont permis de définir quelques éléments de la configuration des deux écoulements (voir § 3,2).

Fig. 28

On distingue, par exemple, sur la *figure* 28, au travers de la paroi transparente du divergent, le filet d'huile noire qui stagne à l'emplacement de l'intersection couche limite-onde de choc, l'huile ayant été entraînée par l'écoulement à partir du convergent.

Chapitre III

ÉTUDE DE L'ÉCOULEMENT MODÈLE

3,1 MODE D'INJECTION

L'écoulement auxiliaire pénètre dans le divergent au travers d'un orifice circulaire situé à 75 mm de la section de sortie de la tuyère.

3,11 Technologie de l'injection.

Le trou d'injection est en forme d'ajutage; le diamètre du col est $\Phi_c = 5$ mm. Il est précédé d'un petit convergent (*fig.* 29), qui servira ultérieurement, par

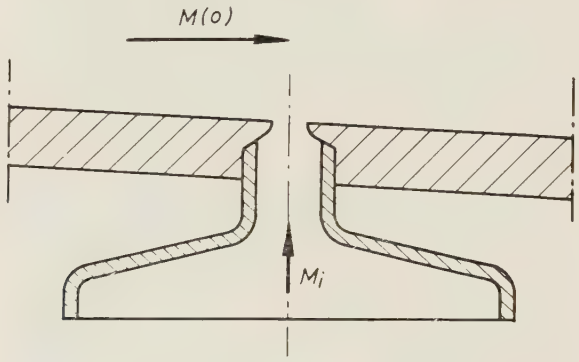


Fig. 29

interposition d'un couvercle étanche relié à un détendeur, à faire varier la pression génératrice d'injection (*fig.* 60). La direction de l'injection est perpendiculaire à l'axe de symétrie de la tuyère.

La section droite ($x = 0$) du divergent, section de référence qui passe par le centre de l'orifice d'injection, correspond à un nombre de Mach réel de l'écoulement primaire donné par les courbes caractéristiques de la tuyère (*fig.* 18), soit :

$$M\,(0) = 2{,}12.$$

La dépression dans la tuyère correspondant à ce nombre de Mach est importante puisque :

$$\frac{p\,(0)}{p_0} = 0{,}107.$$

La pression génératrice d'injection étant la même que la pression génératrice de la tuyère, on déduit du rapport précédent que le col d'injection est obligatoirement sonique. Après l'amorçage de la tuyère, l'écoulement secondaire se trouve aspiré instantanément pour atteindre la célérité du son lors de son passage à travers l'orifice d'injection.

Puisque, au col sonique, $\frac{p_c}{p_0} = 0{,}528$, valeur très supérieure à celle du rapport $\frac{p\,(0)}{p_0} = 0{,}107$, le jet secondaire se détend brusquement à l'intérieur de la tuyère.

3,12 **Débit-masse injecté.**

Il s'exprime, pour l'air, en fonction des conditions génératrices (§ 2,331) par la formule :

$$q = 0{,}685\, A_c \sqrt{p_0\, \rho_0}$$

$p_0 = 758$ mm Hg $= \frac{758}{760} \times 101\,325 = 101\,200$ N/m² $= 1{,}012$ bar,

$\rho_0 = 1{,}225$ kg/m³ $\quad (T_0 = 288^o$ K),

$A_c = 19{,}62 \cdot 10^{-6}$ m².

$$q = 47{,}5 \cdot 10^{-4} \text{ kg/s}.$$

Ce débit représente 2,8 % du débit massique de la tuyère.

3,13 **Force d'impulsion du flux secondaire.**

a) *Dans les conditions de l'injection*, elle s'écrit :

$$F = q \cdot U_c + (p_c - p\,(0)\, A_c),$$

où $p\,(0)$ représente la pression qui règne effectivement au débouché de l'orifice d'injection en tenant compte de l'interaction des écoulements.

$q = 47{,}5 \cdot 10^{-4}$ kg/s,

$U_c = a_c = \sqrt{\gamma\, RT_c} = 312$ m/s $\quad (T_c = 0{,}833, \quad T_0 = 240^o$ K),

$p_c = 0{,}528\, p_0 = 53\,400$ N/m² $= 0{,}227$ bar,

$A_c = 19{,}62 \cdot 10^{-6}$ m².

D'où :

$$F = 47{,}5 \cdot 10^{-4} \cdot 312 + (53\,400 - 22\,720)\, 19{,}62 \cdot 10^{-6}$$

et :

$$F = 2{,}09 \text{ N}.$$

b) En vue de calculer le coefficient d'amplification, défini au paragraphe 1,43, l'effort d'impulsion s'écrira :

$$F_j = q \cdot U_c + (p_c - p_s) A_c ,$$

où p_s représente la pression de l'air ambiant au débouché de la tuyère. Cette pression est égale, par définition, à la pression statique de l'écoulement dans la section de sortie du divergent (tuyère adaptée).

$$p_s = 4\,700 \text{ N/m}^2.$$

D'où :

$$F_j = 2{,}44 \text{ N} .$$

3,2 VISUALISATION DE L'ÉCOULEMENT

3,21 Injection d'huile colorée de diverses fluidités.

L'huile pulvérisée à la hauteur du convergent se trouve entraînée dans l'écoulement; une partie se dépose très distinctement sur la paroi du divergent, marquant le début du décollement de la couche limite (rencontre couche limite-onde de choc).

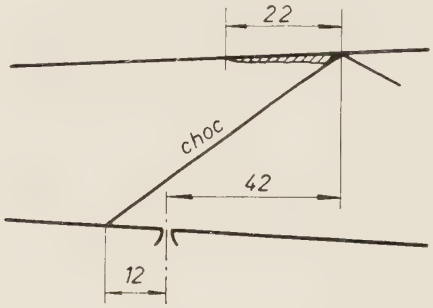


Fig. 30

Cette délimitation du choc apparaît approximativement comme l'intersection d'un plan avec la paroi de la tuyère; la *figure* 30 donne la disposition relative de cette ellipse avec le trou d'injection.

Une zone *d'écoulement tourbillonnaire* apparaît à l'opposé de la génératrice passant par le point d'injection; cette zone précède immédiatement la réflexion du choc. l'huile a été également introduite à travers l'orifice d'injection; une partie remonte vers l'amont, stagnant finalement dans la zone d'intersection du choc avec la couche limite; l'autre

partie forme d'abord deux minuscules tourbillons derrière le trou (*fig.* 31), puis se trouve entraînée le long du divergent en laissant deux traces symétriques L et L′, lignes de séparation de deux écoulements tourbillonnaires.

Lors d'une injection abondante d'huile très fluide à partir du convergent, les lignes de courant à la paroi contournent une zone limitée par (C). Le contour (C)

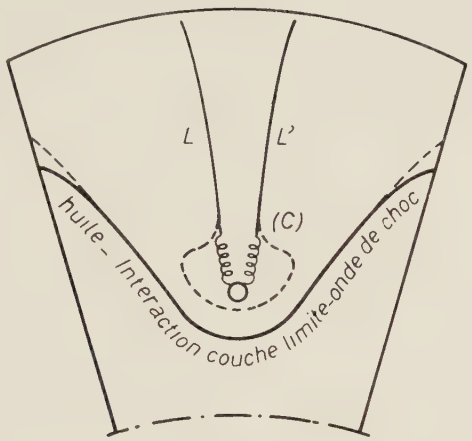


Fig. 31

représente la délimitation, sur la paroi du divergent, de l'écoulement primaire avec l'écoulement secondaire; ce dernier se répand d'abord dans un large espace sous l'effet de sa brusque détente.

3,22 **Injection de fumée.**

Si l'huile délimite sans ambiguïté les zones décollées et donne la position approximative du choc, elle ne peut en aucun cas fixer la hauteur de pénétration de l'écoulement secondaire à l'intérieur du jet primaire de la tuyère. Cependant, une quantité suffisante de fumée noire colorant le flux secondaire permet de localiser, à 2 mm près, la surface de séparation des deux écoulements; les coordonnées relatives à cette surface ont été définies par la position de la sonde intérieure amenée visuellement à la limite de la coloration des deux jets. On note une hauteur de pénétration (point H de la *fig.* 42) comprise entre 6 et 8 mm.

3,23 **Localisation exacte du choc à l'aide d'une sonde de pression d'arrêt.**

Lors de la traversée du choc par la sonde, la pression s'accroît brusquement, la dénivellation enregistrée sur le manomètre étant de l'ordre de 110 mm de mercure.

A l'instant précis de ce saut de pression, la position correspondante de la sonde, déterminée visuellement à travers la paroi transparente du divergent, permet de définir les coordonnées exactes du choc.

3,3 DÉCOLLEMENT DE LA COUCHE LIMITE

On a recherché à coordonner les indications fournies, d'une part, par l'huile qui stagne sur la paroi, situant la ligne de décollement de la couche limite à l'amont du choc, et, d'autre part, par la sonde placée à l'extérieur du pied du choc.

On a constaté qu'une distance δ relativement importante sépare le début M du décollement de la couche limite de la position M′ réelle du choc indiquée par la sonde (*fig.* 32).

Par exemple, en ce qui concerne la section $x = 15$ mm, la sonde étant située à 7 mm de la paroi, on trouve une distance $\delta = 13$ mm.

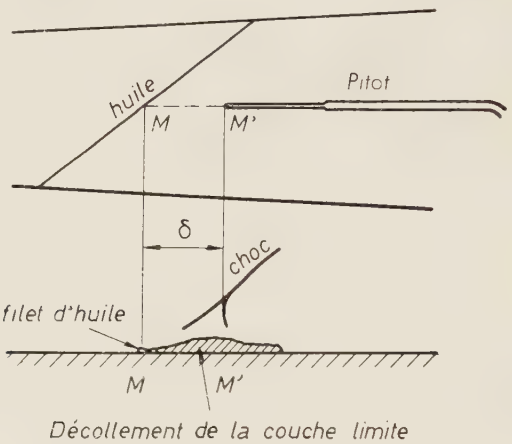


Fig. 32

Cet écart δ entre le point de départ du décollement et le pied du choc confirme la prédominance des phénomènes de décollement en supersonique. D'ailleurs, comme nous le verrons ultérieurement, ce décollement local revêt la plus grande importance puisqu'il est directement lié à la distribution des pressions statiques sur la paroi du divergent, la recompression remontant dans la couche limite.

3,4 RÉPARTITION DES PRESSIONS STATIQUES SUR LA PAROI DU DIVERGENT

L'écoulement est symétrique par rapport au plan méridien du divergent passant par le point d'injection; c'est pour cette raison, et après vérification préalable, que les mesures et explorations ont été effectuées, dans bien des cas, pour une demi-tuyère.

3,41 **Pressions statiques le long de la génératrice passant par le point d'injection** (*fig.* 33).

A l'amont du point A, la courbe des pressions reste identique à celle qu'indique le diagramme des caractéristiques de la tuyère puisque, dans cette région, l'écoulement n'est pas affecté par les perturbations que provoque l'injection. A partir de A, il résulte,

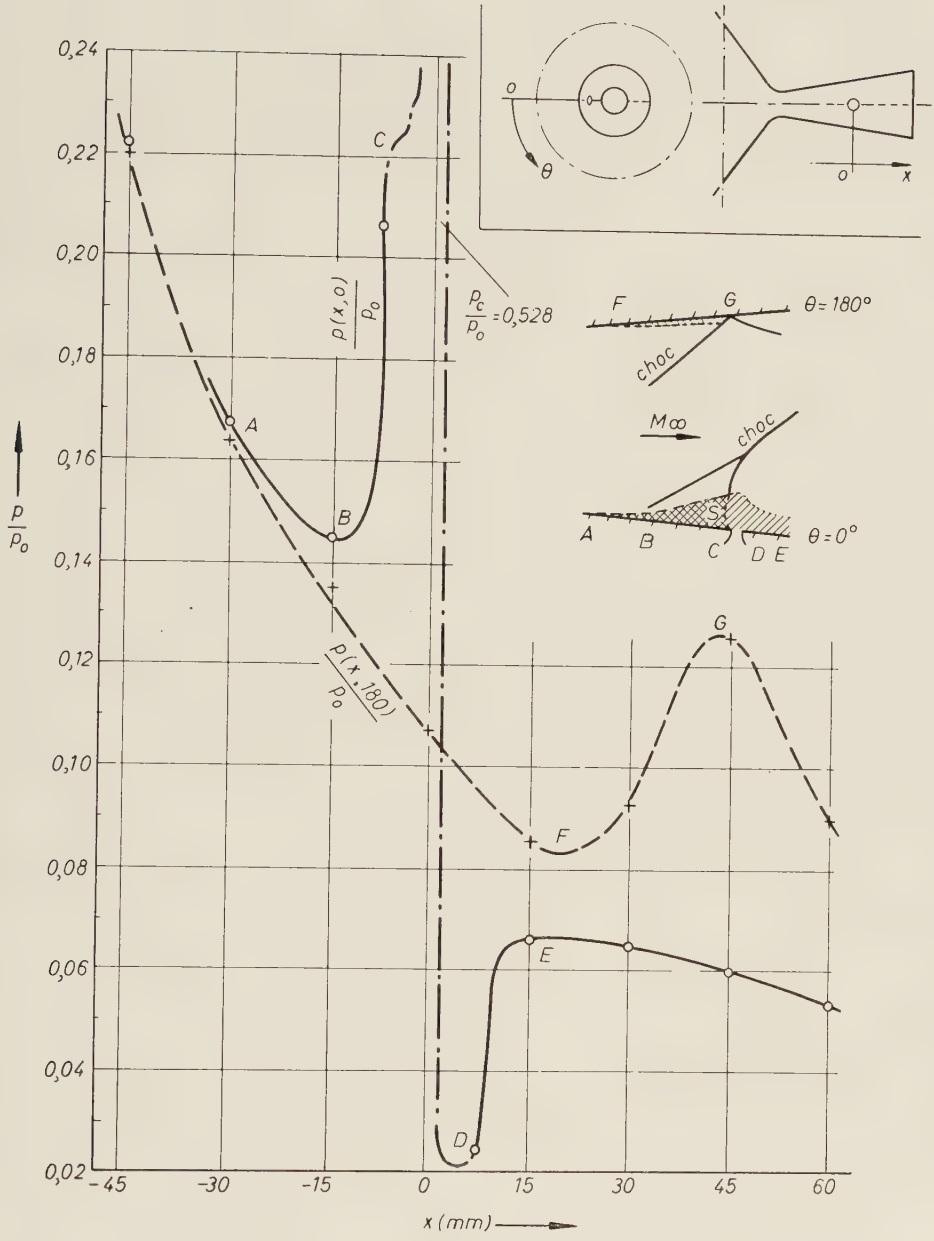

0,24
0,22
0,20
0,18
0,16
0,14
0,12
0,10
0,08
0,06
0,04
0,02
p/p₀
-45
-30
-15
0
15
30
45
60
x (mm)
A
B
C
D
E
F
G
p(x,o)/p₀
p(x,180)/p₀
pc/p₀ = 0,528
o
θ
x
F
G
θ = 180°
choc
M∞
choc
S
A
B
C
D E
θ = 0°

Fig. 33

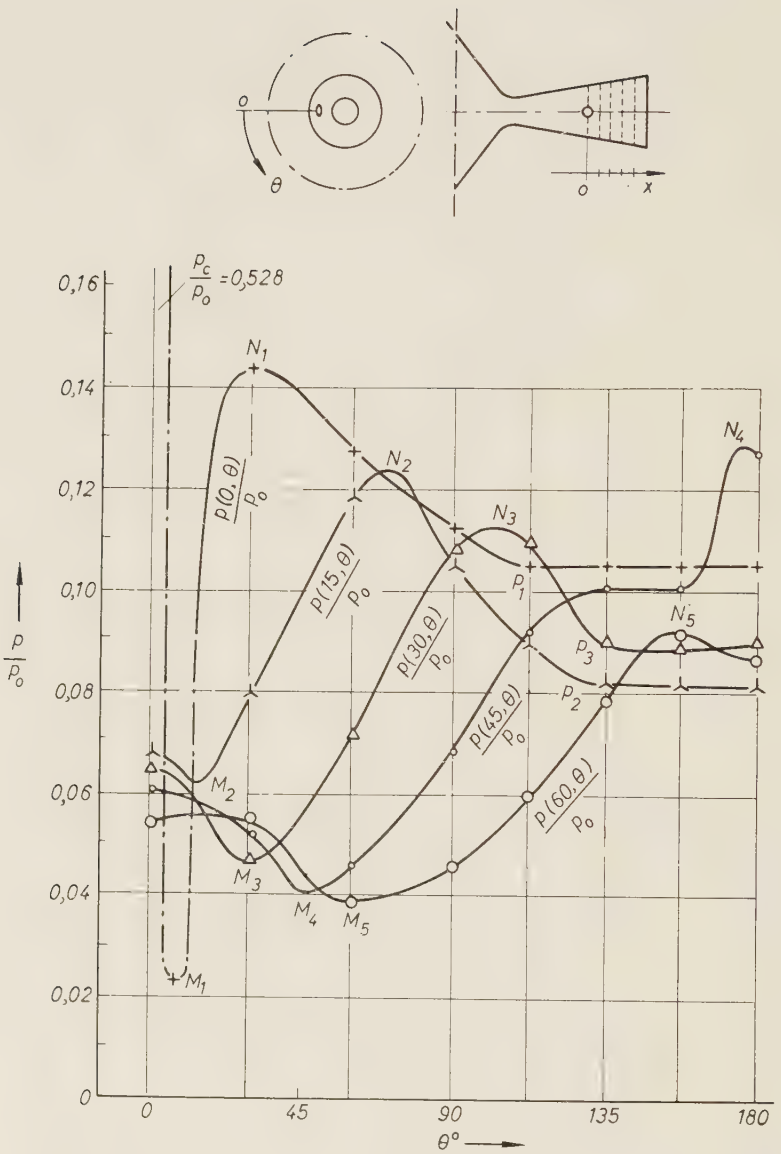

o
θ
o
x
$\frac{p_c}{p_o}$ =0,528
0,16
0,14
0,12
0,10
0,08
0,06
0,04
0,02
0
$\frac{p}{p_o}$
N_1
N_2
N_3
N_4
N_5
$\frac{p(0,\theta)}{p_o}$
$\frac{p(15,\theta)}{p_o}$
$\frac{p(30,\theta)}{p_o}$
$\frac{p(45,\theta)}{p_o}$
$\frac{p(60,\theta)}{p_o}$
p_1
p_2
p_3
M_1
M_2
M_3
M_4
M_5
0
45
90
135
180
θ°

Fig. 31

de l'épaississement de la couche limite, une légère augmentation de pression statique, qui croît brusquement après B (limite amont du décollement) jusqu'au point C. Le long de CD, la pression statique a pour valeur la pression sonique, soit

$$\frac{p_c}{p_0} = 0{,}528.$$

A l'aval de l'injection (point D), la pression accuse une très forte chute (plus marquée que l'élévation le long de BC), puis se restabilise à partir du point E situé à environ 15 mm du centre de l'orifice d'injection.

3,42 **Pressions statiques le long de la génératrice opposée au point d'injection** (*fig.* 33).

Jusqu'au point F, la courbe représentative des pressions est identique à celle qu'indique le diagramme des caractéristiques de la tuyère, puisque l'écoulement n'est pas encore affecté par l'injection; F marque le décollement de la couche limite avant la réflexion du choc (point G). Cette zone décollée FG est le siège d'un écoulement tourbillonnaire mis en évidence lors de l'injection d'huile colorée moyennement fluide.

3,43 **Pressions statiques sur le pourtour de diverses sections droites** (*fig.* 34).

3,431 Section $x = 0$; courbe $p\ (0, \theta)$.

Parcourons la courbe depuis l'injection $\left(\frac{p_c}{p_0} = 0{,}528\right)$ jusqu'au point correspondant à $\theta = 180°$, c'est-à-dire de gauche à droite. Nous avons vu qu'à sa sortie de l'orifice d'injection, l'écoulement secondaire se détend brusquement; cette détente est plus marquée en D qu'en C (*fig.* 33), et il est évident que la pression statique sera plus forte au point M_1 qu'au point D (*fig.* 35). Cependant, il n'a pas été possible de placer une prise supplémentaire de pression statique en M_1 et l'on a arbitrairement supposé l'égalité des pressions $p_{M_1} = p_D$.

Il s'ensuit que le minimum de la courbe M_1 est trop accentué; c'est la raison pour laquelle le tracé correspondant sur la *figure* 34 est en pointillé.

La pression croît de M_1 à N_1, N_1 étant le maximum qui correspond à la position du pied du choc ($\theta = 30°$). De N_1 à P_1 la pression décroît, P_1 correspondant au début de l'épaississement de la couche limite $\left(\frac{dp}{dx} > 0\right)$. Après P_1, l'écoulement dans le divergent n'est absolument plus perturbé par l'injection; aussi, la pression statique conserve-t-elle une valeur constante; celle-ci correspond d'ailleurs à l'indication du diagramme des caractéristiques de la tuyère, soit : $\frac{p}{p_0} = 0{,}105$ (pour $x = 0$).

3,432 Section $x = 15$ mm; courbe $p\ (15, \theta)$.

En adoptant le même sens de parcours de la courbe, la pression accuse un minimum (point M_2), puis augmente jusqu'au pied du choc (point N_2) où elle passe par un maximum. La pression se stabilise à partir de P_2 (début de l'épaississement de la couche limite) (*fig.* 36).

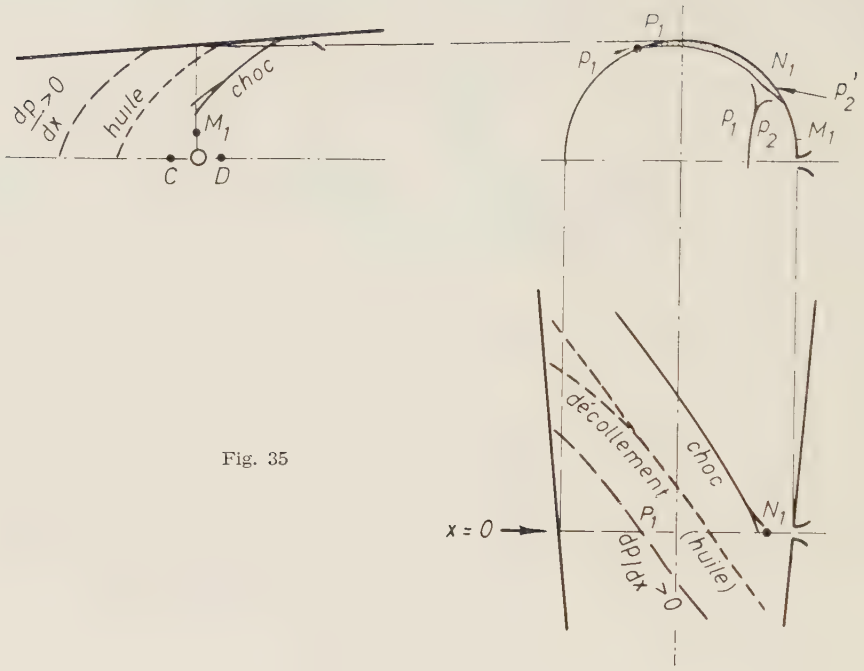


Fig. 35

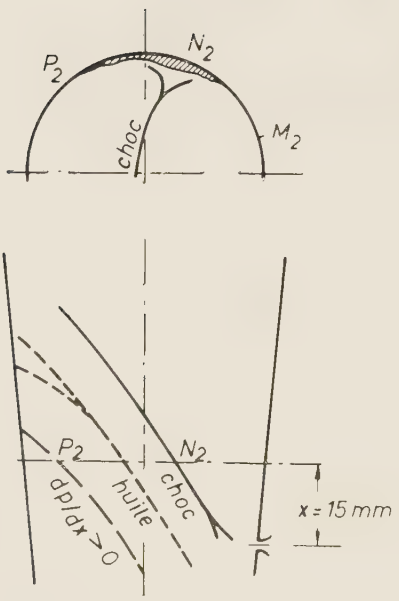


Fig. 36

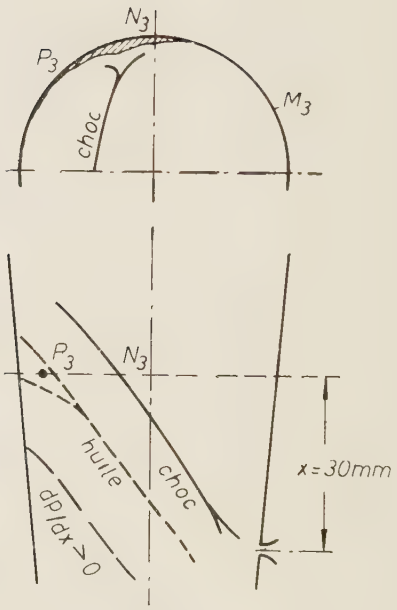


Fig. 37

3,433 Section $x = 30$ mm; courbe p (30, θ).

En parcourant toujours la courbe de gauche à droite, la pression passe d'abord par un minimum (point M_3) pour croître ensuite jusqu'au pied du choc N_3 où la pression est maximale; de N_3 à P_3 la pression décroît à nouveau puis se stabilise après P_3.

En P_3, la pression statique mesurée ne correspond absolument pas à la pression donnée par les courbes caractéristiques de la tuyère sans injection pour la section $x = 30$. Ainsi, le point P_3 n'est plus, comme l'étaient les points P_1 et P_2, la limite de l'épaississement de la couche limite; dans le cas présent (*fig.* 37), l'extrémité de la demi-circonférence (région située à droite de P_3 sur la courbe, $150° < \theta < 180°$) est entièrement située dans la région du décollement.

La visualisation par injection d'huile a permis de constater le bien-fondé de l'hypothèse formulée, puisque, précisément, les dernières prises de pression statique baignent dans la zone où la couche limite est nettement décollée. Notons que cette région est le siège de l'écoulement tourbillonnaire qui précède la réflexion de l'onde de choc.

3,434 Section $x = 45$ mm; courbe p (45, θ).

Après avoir passé par un minimum M_4, la pression croît comme pour les cas précédents, mais elle accuse une forte élévation aux alentours de N_4, point qui correspond à la réflexion du choc.

3,435 Section $x = 60$ mm; courbe p (60, θ).

On observe toujours un léger minimum M_5, la pression remontant ensuite progressivement jusqu'en N_5 (position du pied du choc réfléchi). La pression décroît ensuite très légèrement au fur et à mesure que la prise de pression s'éloigne du choc.

3,44 **Représentation générale des résultats** (*fig.* 38).

L'examen qualitatif des résultats antérieurs est riche d'enseignement :

— le jet injecté se détend asymétriquement à l'intérieur du divergent, la détente de Prandtl-Meyer étant bien plus prononcée à l'aval de la sortie du trou d'injection (point D) qu'à l'amont (point C);

— le choc, qui correspond aux maximums de pressions statiques (*fig.* 34, points N_1, N_2, N_3, N_4, N_5), est précédé d'un décollement visualisé clairement lors de la pulvérisation d'huile colorée;

— l'enveloppe (Γ) marque le début de l'épaississement de la couche limite accompagné d'un gradient positif des pressions statiques $\frac{dp}{dx} > 0$;

— les lignes (Δ) et (Δ'), lieux des pressions minimales, précisent l'emplacement du recollement de l'écoulement tourbillonnaire secondaire.

Sur la *figure* 38 trois zones distinctes ont été mises en évidence :

(1) région tourbillonnaire précédant la réflexion du choc principal;

(2) zone d'épanouissement du jet secondaire à sa sortie de l'orifice d'injection;

(3) région située sous l'écoulement secondaire.

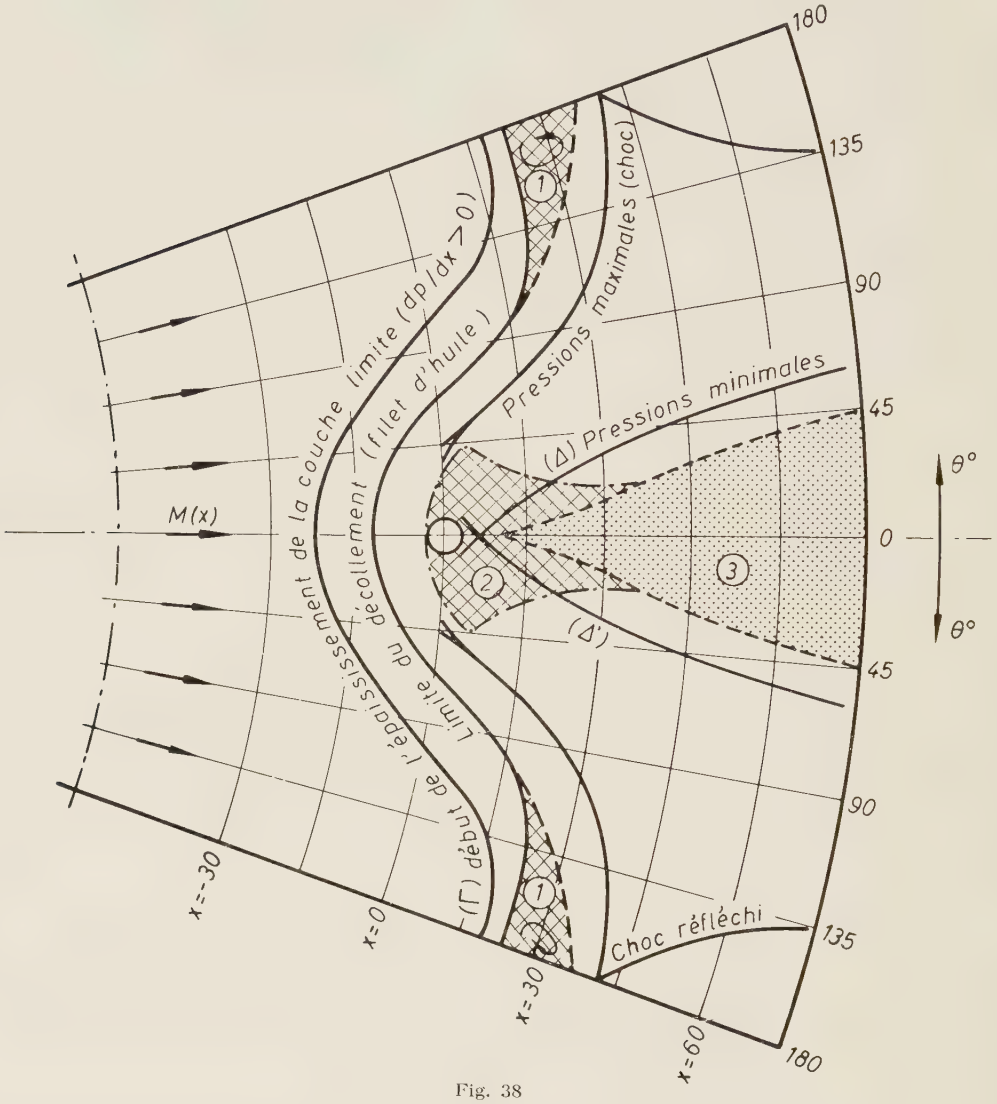


Fig. 38

La lecture directe des courbes de pression p (0, θ), p (15, θ), p (30, θ), p (45, θ), p (60, θ), (*fig.* 34), montre qu'il y a une sorte d'amortissement en ce qui concerne les maximums et les minimums de ces courbes. Au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la section d'injection ($x = 0$), les maximums N_i et les minimums M_i ont lieu pour des valeurs croissantes de l'angle θ; de plus, les amplitudes entre ces valeurs extrêmes sont de plus en plus réduites. Par exemple, à la section $x = 0$: $\Delta p = p_{max} - p_{min} \neq 90$ mm Hg, alors qu'à la section $x = 60$ mm on a seulement $\Delta p \neq 40$ mm Hg.

Remarque. — Si le choc était plan, le rapport de compression s'écrirait en fonction du nombre de Mach normal amont :

(1) $$\frac{P_2}{P_1} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1}(M_{1N}^2 - 1).$$

Le diagramme d'utilisation de la tuyère fournit, pour la section $x = 0$, $M_1 = 2{,}12$; l'angle d'inclinaison du choc est donné expérimentalement soit : $\delta \# 35^o$. La valeur du nombre de Mach normal correspondant est donc :

$$M_{1N} = M_1 \sin \delta, \qquad \text{soit} \quad M_{1N} = 1{,}217.$$

L'application de la formule (1) donne pour l'air ($\gamma = 1{,}405$) :

$$\frac{P_2}{P_1} = 1 + \frac{2{,}81}{2{,}405}(1{,}217^2 - 1),$$

$$\frac{P_2}{P_1} = 1{,}56.$$

L'expérience donne, pour la même section, un rapport entre p'_2 (point N_1) et p_1 (point P_1) sensiblement différent :

$$\frac{P'_2}{P_1} = 1{,}37.$$

La pression p'_2 mesurée serait donc inférieure à la pression p_2 effective régnant juste derrière le choc; cependant, il faut tenir compte du caractère tridimensionnel de l'écoulement, qui fausse les valeurs tirées de l'application de la formule (1).

3,5 RÉPARTITION DES PRESSIONS D'ARRÊT DANS L'ÉCOULEMENT

A chaque section x, les pressions d'arrêt ont été mesurées (pour la demi-tuyère) le long de *sept rayons vecteurs* et notées pour chaque déplacement de 1,5 mm de la sonde à partir du centre de la section considérée. Ce réseau de valeurs relativement dense a permis de tracer les isobares et de définir avec assez d'exactitude la position des chocs.

A proximité de la paroi du divergent, notamment lorsque la sonde traverse la couche limite, on observe une chute de pression d'arrêt très importante. Ceci s'explique par le fait que, dans cette région où les *frottements visqueux sont intenses*, l'écoulement n'est pas isentropique et la pression génératrice varie en tout point.

3,51 Pressions d'arrêt dans le plan de la section droite $x = 15$ mm (*fig.* 39).

Les valeurs extrêmement basses des pressions d'arrêt dans la zone située à l'aval du point d'injection s'élèvent d'abord brusquement, puis deviennent maximales derrière le choc; ce choc intercepte la couche limite localement décollée aux environs de la génératrice définie par $\theta \# 70^o$.

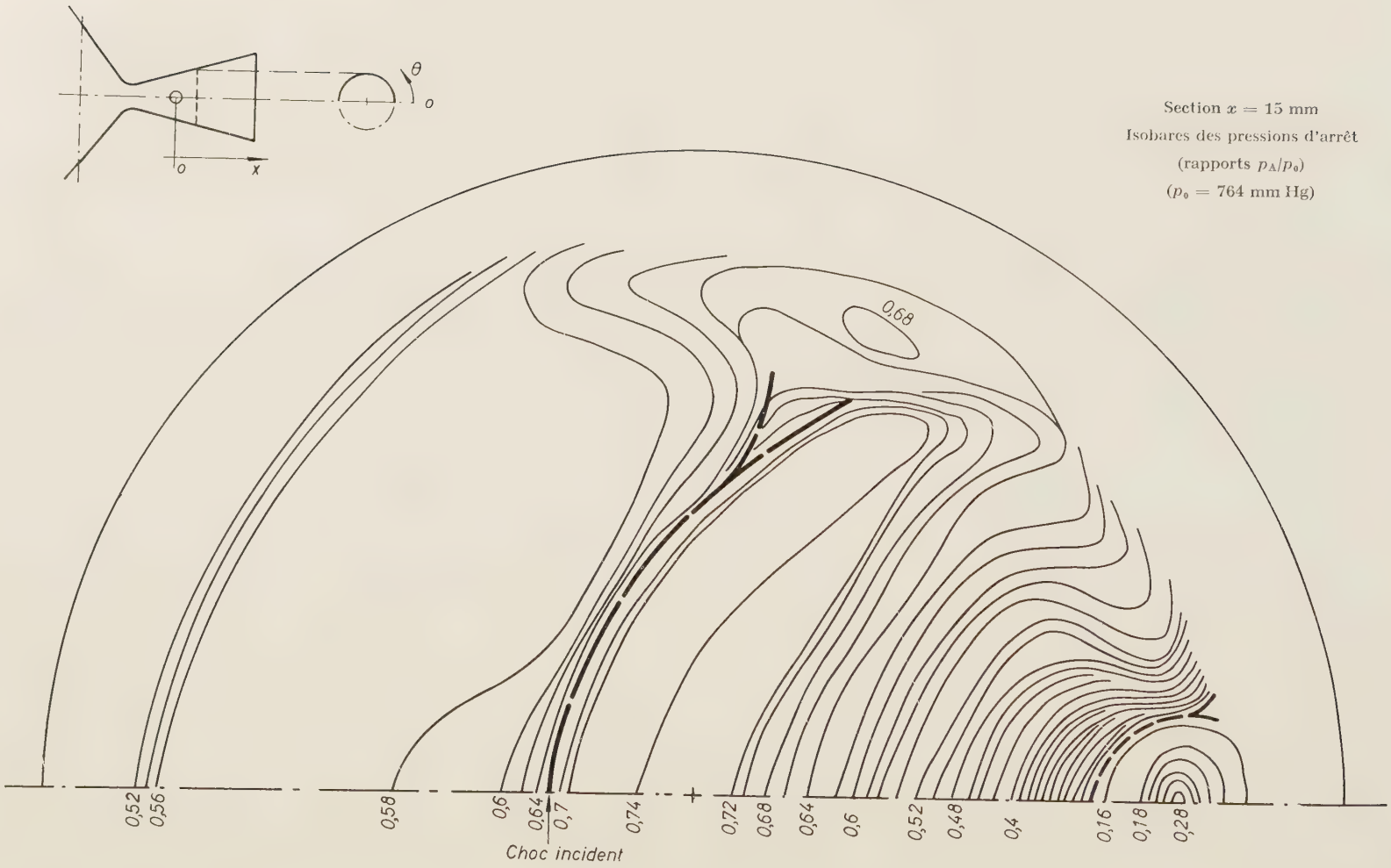

θ
o
o
x
Section x = 15 mm
Isobares des pressions d'arrêt
(rapports p_A/p_0)
(p_0 = 764 mm Hg)
0,68
0,52
0,56
0,58
0,6
0,64
0,7
0,74
0,72
0,68
0,64
0,6
0,52
0,48
0,4
0,16
0,18
0,28
Choc incident

Fig. 39

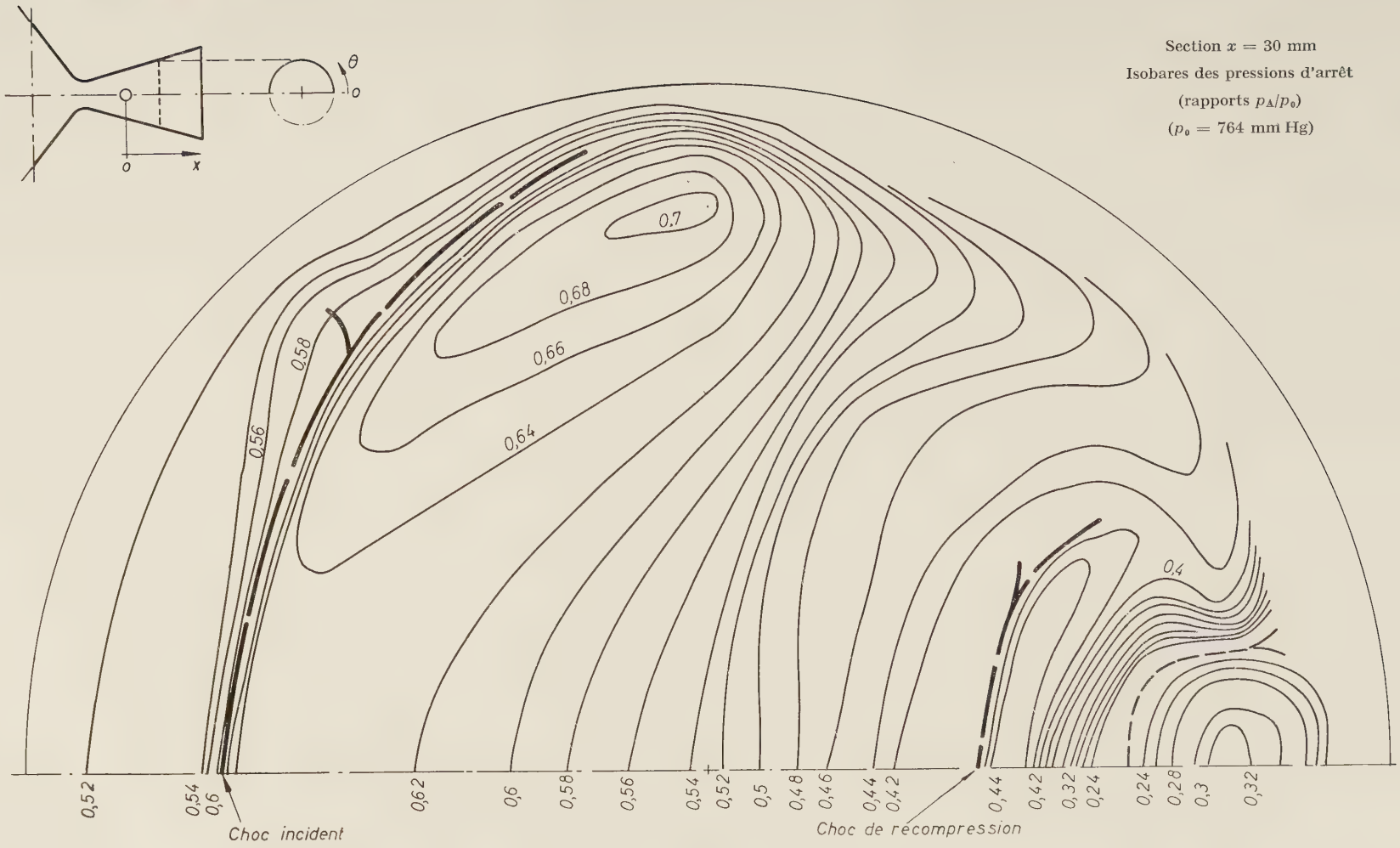

Section $x = 30$ mm
Isobares des pressions d'arrêt
(rapports p_A/p_0)
($p_0 = 764$ mm Hg)
θ
o
o
x
0,7
0,68
0,66
0,64
0,58
0,56
0,4
0,52
0,54
0,6
0,62
0,6
0,58
0,56
0,54
0,52
0,5
0,48
0,46
0,44
0,42
0,44
0,42
0,32
0,24
0,24
0,28
0,3
0,32
Choc incident
Choc de recompression

Fig. 40

En amont du choc (partie gauche de la figure), les pressions d'arrêt se stabilisent autour d'une valeur moyenne p_{02} telle que $\frac{p_{02}}{p_0} = 0{,}56$. Ce rapport de la pression d'arrêt enregistrée par la sonde à la pression génératrice de l'écoulement suppose un nombre de Mach réel $M_1 = 2{,}34$; ce nombre de Mach est assez peu différent du nombre théorique $M = 2{,}27$ donné par les courbes caractéristiques de la tuyère pour cette section.

3.52 **Pressions d'arrêt dans le plan de la section droite** $x = 30$ mm (*fig.* 40).

Il subsiste une fort gradient de pression d'arrêt à la limite des deux écoulements, et l'on observe un nouveau choc, choc de recompression, plus clairement mis en relief dans le plan méridien de la tuyère (*fig.* 42) et dû au recollement de l'écoulement secondaire. Ce recollement est prévisible puisque le jet secondaire, fortement détendu à sa sortie du trou d'injection, se recomprime et diminue de volume. Il se recolle sur la paroi du divergent sous l'effet de la pression qu'exerce sur lui l'écoulement primaire de la tuyère. Derrière ce choc, les pressions d'arrêt s'élèvent progressivement jusqu'au choc principal. En amont de ce dernier, les pressions se stabilisent autour d'une valeur moyenne p'_{02} telle que $\frac{p'_{02}}{p_0} = 0{,}52$; elle correspond à un nombre de Mach réel $M_1 = 2{,}44$. Ce nombre est sensiblement égal à la valeur idéale, $M = 2{,}45$, donnée par les courbes caractéristiques de la tuyère pour cette section.

3.53 **Pressions d'arrêt dans le plan de la section droite** $x = 60$ mm (*fig.* 41).

La répartition des pressions est assez irrégulière et le tracé des isobares est moins net que pour les deux sections droites précédentes. On observe toujours une zone dépressionnaire en aval de l'injection, la pression s'élevant ensuite jusqu'à l'emplacement du choc de recompression. Une région de l'écoulement située entre le choc principal réfléchi et le choc secondaire est le siège de pressions d'arrêt quasi uniformes.

3.54 **Pressions d'arrêt dans le plan méridien passant par le point d'injection.**

Les explorations ont été effectuées sur six diamètres entre les sections $x = 7{,}5$ mm et $x = 60$ mm. Les résultats transcrits sur la *figure* 42 donnent la configuration des répartitions des pressions d'arrêt dans tout l'espace du divergent situé à l'aval de la section d'injection. Pour cette figure on n'a pas tenu compte des mesures effectuées dans le secteur voisin du point d'injection, car l'angle formé par la direction de la sonde et la direction des lignes de courant de l'écoulement atteint, dans cette région, des valeurs relativement importantes qui faussent l'exactitude des pressions mesurées.

Néanmoins, on a tracé sur la *figure* 43 la courbe des pressions enregistrées par la sonde, relevées sur le diamètre Oz passant par le centre de l'orifice d'injection. Leurs valeurs n'ont pas une signification quantitative bien valable; cependant l'allure de la courbe représentative des rapports $\frac{p_A}{p_0}$ fait l'objet de l'interprétation suivante : du point O au point K l'axe de la sonde est, à peu de chose près, perpendiculaire au jet

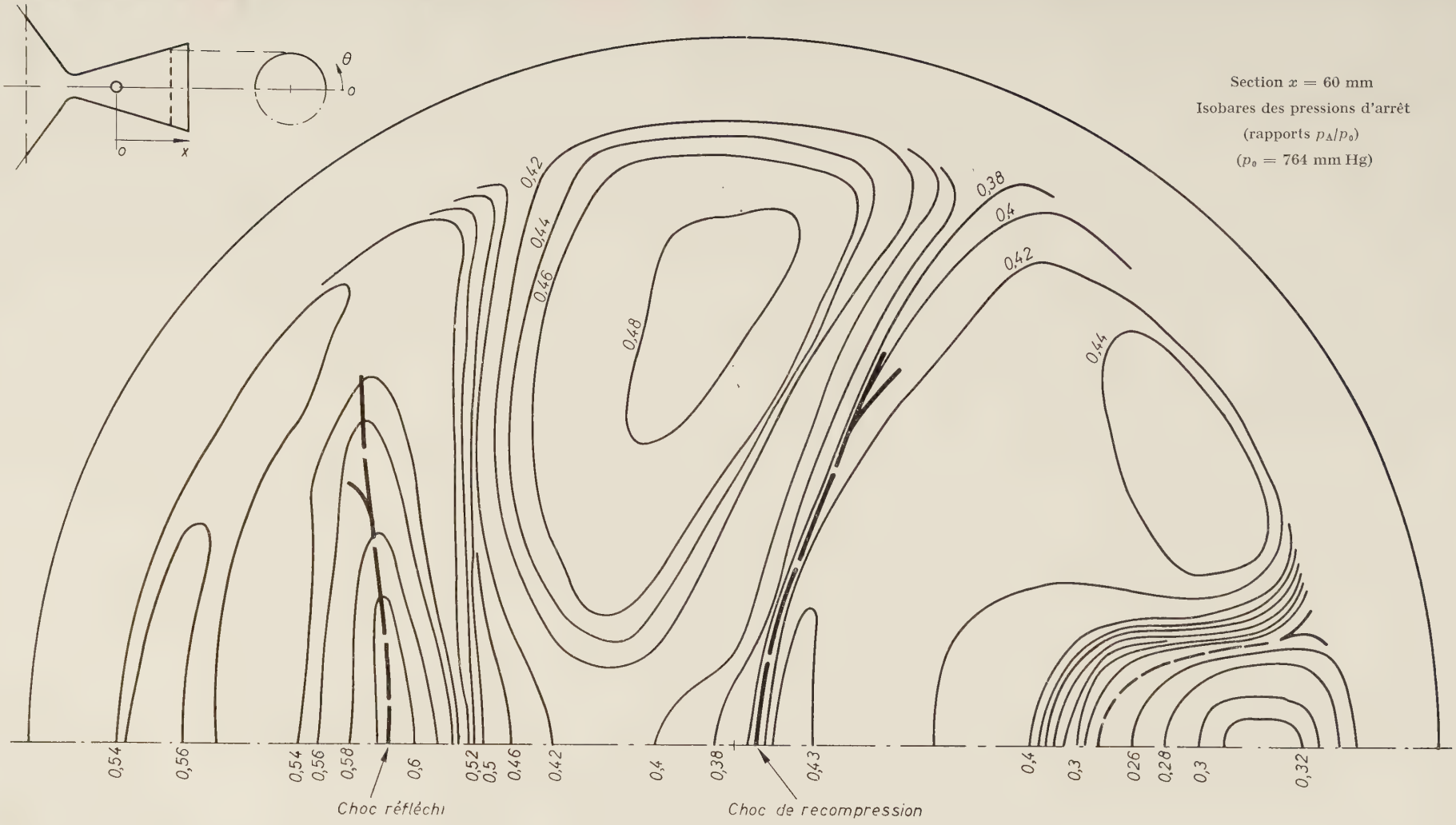

θ
o
o
x
Section x = 60 mm
Isobares des pressions d'arrêt
(rapports p_A/p_0)
(p_0 = 764 mm Hg)
0,42
0,44
0,46
0,48
0,38
0,4
0,42
0,44
0,54
0,56
0,54
0,56
0,58
0,6
0,52
0,5
0,46
0,42
0,4
0,38
0,43
0,4
0,3
0,26
0,28
0,3
0,32
Choc réfléchi
Choc de recompression

Fig. 41

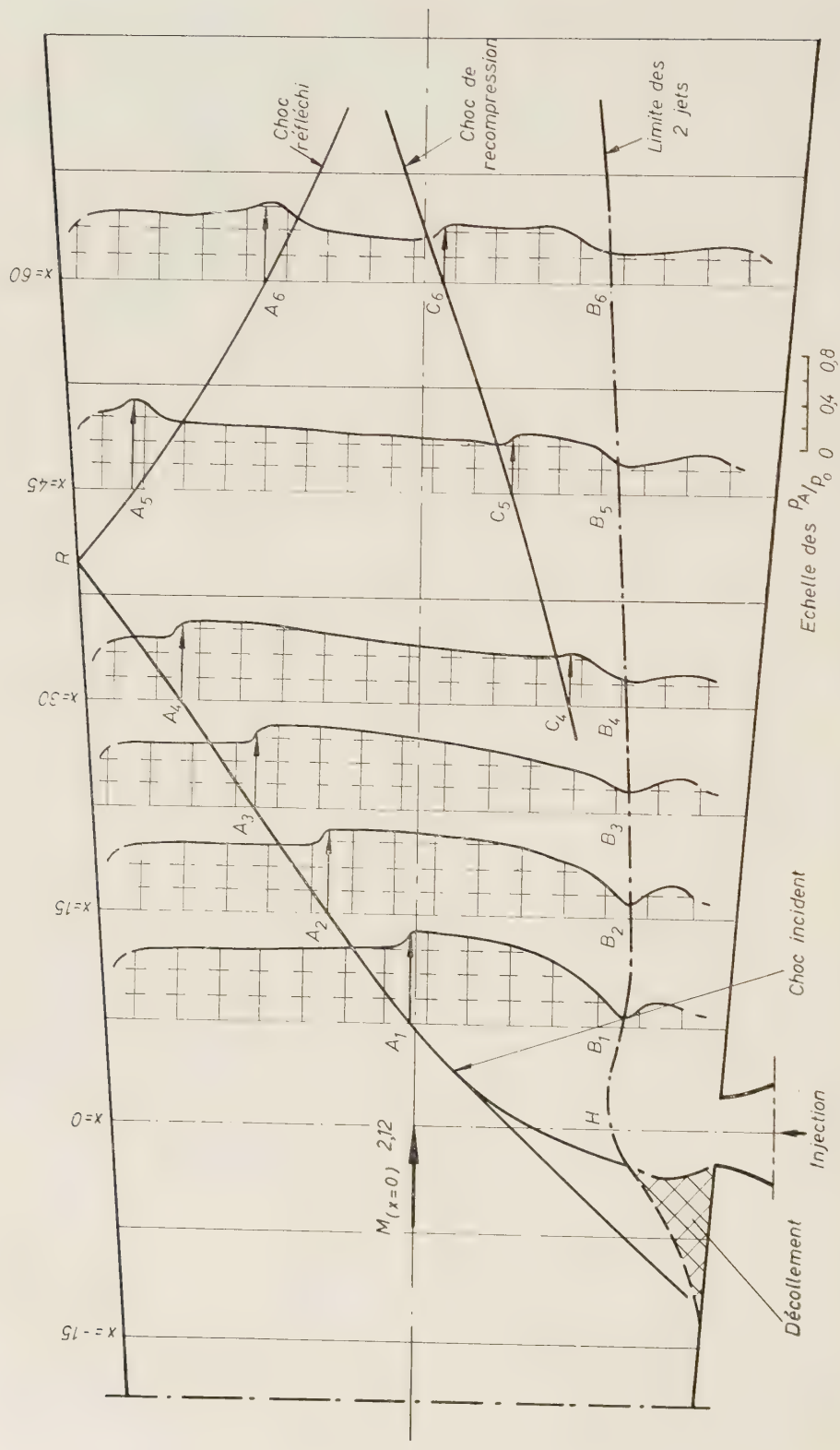


Fig. 42. — Pressions d'arrêt (p_A/p_0)

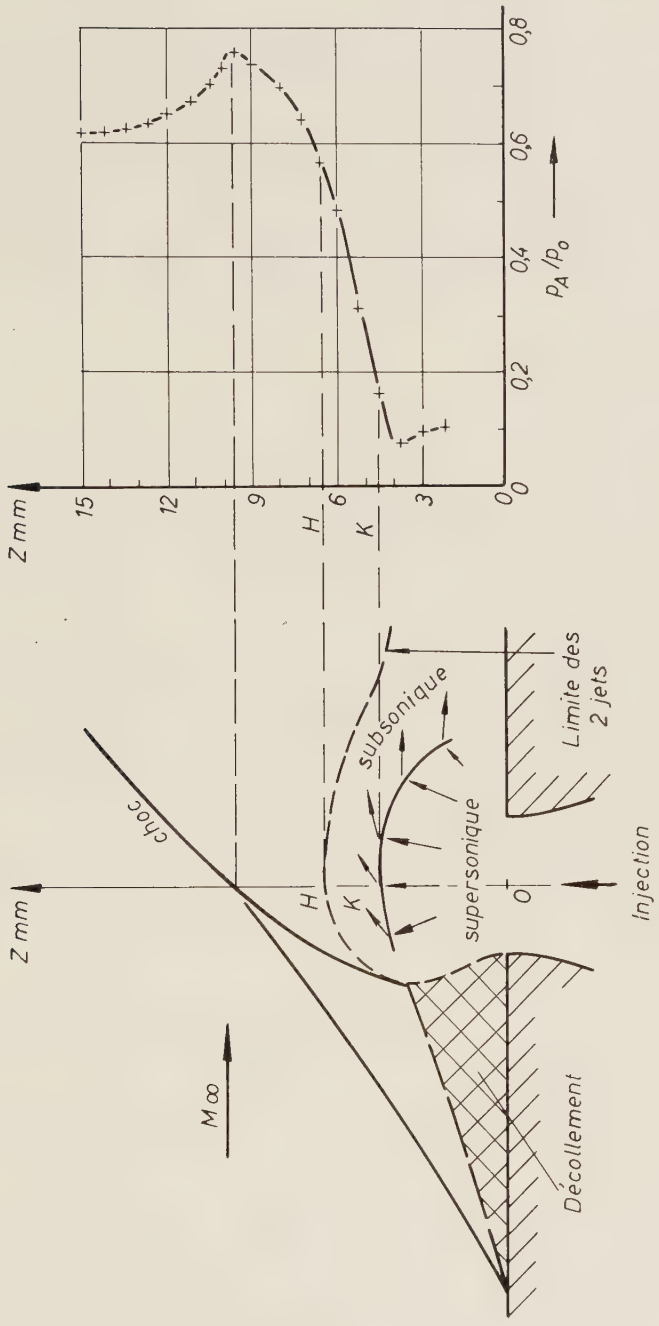

Z mm
15
12
9
H
6
K
3
0
0
0,2
0,4
0,6
0,8
p_A/p_o
Choc
M ∞
Z mm
H
K
subsonique
supersonique
0
Limite des 2 jets
Injection
Décollement

Fig. 43

secondaire qui s'épanouit dès la sortie du col sonique d'injection. Derrière l'onde de choc qui précède la sonde, les lignes de courant de l'écoulement sont localement déviées par le nez du Pitot; aussi, faut-il tenir compte de la variation de pression non négligeable $\frac{\partial p}{\rho\, dn} = \frac{U^2}{R}$.

Toutefois, on peut admettre que, le long de OK, la pression mesurée varie de la même manière que la pression statique de l'écoulement; la valeur $\frac{p_A}{p_0}$ décroît depuis l'orifice d'injection, pour atteindre 0,075 au point K. Il en résulte que, sous l'effet de sa brusque détente, le jet devient localement supersonique. A partir du point K, le rapport $\frac{p_A}{p_0}$ croît brusquement; la sonde traverse donc une onde de choc. L'écoulement injecté devient subsonique et les lignes de courant s'infléchissent nettement vers l'aval.

3,55 **Interprétation des résultats précédents.**

Si les *figures* 39, 40 et 41 donnent un aperçu assez net de l'emplacement des zones de haute et de basse pression de l'écoulement, ainsi que la disposition des chocs pour trois sections droites, la *figure* 42 est encore plus significative. Examinons l'écoulement à partir de la génératrice opposée au point d'injection.

Entre les sections $x = 7{,}5$ mm et x_1 correspondant au point R de la réflexion du choc, la pression conserve, pour chaque section, une valeur uniforme jusqu'aux points A_i. Ces points A_1, A_2, A_3, A_4, sensiblement alignés, marquent une discontinuité dans la valeur des pressions; cette discontinuité est très nette, puisque le manomètre indique une élévation de pression de 110 mm de mercure environ. Ce lieu des points A_i, prolongé jusqu'à son point de rencontre avec la paroi (R), correspond à la trace du choc principal qui forme un angle $\delta \neq 35°$ avec l'axe de la tuyère. Pour les sections situées à l'aval du point R, la pression passe par un maximum qui s'écarte de la paroi au fur et à mesure que la distance x augmente (points A_5 et A_6). La ligne RA_5A_6 représente la trace du choc réfléchi.

Sous le choc incident, et pour les sections comprises entre $x = 7{,}5$ mm et $x = 22{,}5$ mm, la pression décroît en premier lieu jusqu'aux points B_i pour croître à nouveau jusqu'à la limite supérieure de la couche limite.

La nappe d'écoulement avoisinant les points B_i est le siège de frottements visqueux très intenses; ces forces de frottement accélèrent le flux secondaire. Le gradient de vitesse $\frac{\partial U}{\partial n}$, transversal à ces lignes de courant, est important puisque celle-ci passe d'une valeur subsonique du jet secondaire (points B_i) à une valeur supersonique de l'écoulement principal adjacent. La séparation la plus vraisemblable des deux écoulements a été tracée en pointillé sur la *figure* 42; la hauteur de pénétration du jet secondaire (point H) ayant été définie par injection de fumée.

A partir de la section $x = 30$ mm, on observe une seconde discontinuité de pression (points C_i) localisant le choc de recompression.

3,6 FORCE LATÉRALE PARTIELLE RÉSULTANT DE LA DYSSYMÉTRIE DES PRESSIONS STATIQUES A L'AVAL DU POINT D'INJECTION

La dyssymétrie qui existe dans la répartition des pressions statiques à l'aval du point d'injection, crée une force latérale que nous allons calculer.

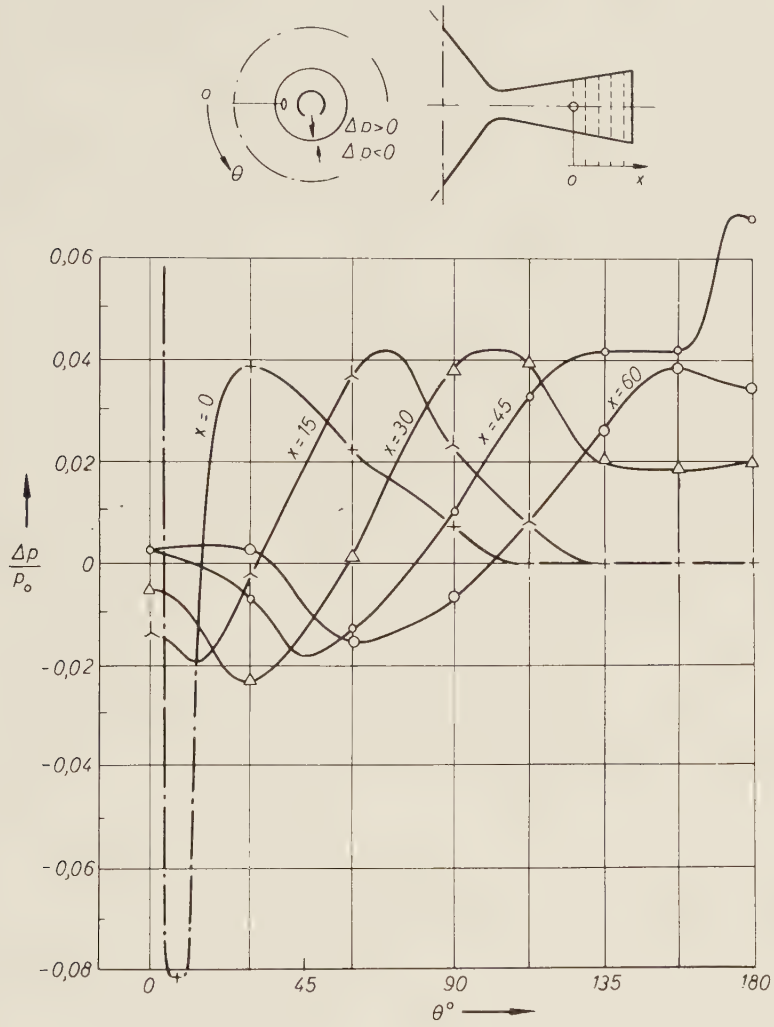


Fig. 44. — $\Delta p = p(x_1, \theta) - p(x_1)$

3,61 **Composantes utiles des surpressions donnant naissance à l'effort latéral.**

On désigne par :

$p(x_1)$, la pression statique mesurée effectivement à la section x_1 lorsqu'il n'y a pas d'injection;

$p(x_1, \theta)$, la pression statique mesurée dans la même section à l'azimut θ quand il y a injection.

Les courbes de la *figure* 44 donnent les valeurs de $\frac{\Delta p}{p_0}$, soit $\frac{p(x_1, \theta) - p(x_1)}{p_0}$, en fonction de θ pour les sections $x = 0$, $x = 15$ mm, $x = 30$ mm, $x = 45$ mm et $x = 60$ mm.

La pression $p(x_1)$ étant connue pour chaque section, les tracés sont directement déduits de la *figure* 34 par une simple translation. La convention de signe est indiquée sur le schéma explicatif joint à la *figure* 44.

Les forces de pression étant perpendiculaires à la paroi du divergent, désignons par $\Delta p'$ la composante de la pression Δp dans le plan de la section droite ($\Delta p' = \Delta p \cos \alpha$). Pour chaque section droite, les composantes Δp_1 de $\Delta p'$ (*fig.* 45),

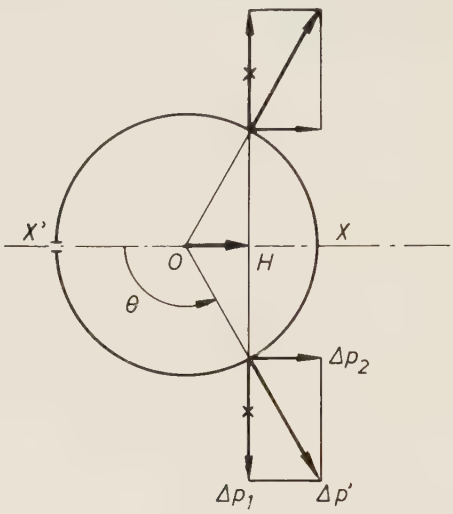


Fig. 45

perpendiculaires au plan de symétrie de l'écoulement, s'annulent deux à deux et seules rentrent en ligne de compte les composantes Δp_2 de $\Delta p'$ dirigées parallèlement à la trace X'X de ce plan, soit :

$$\Delta p_2 = \Delta p' \,|\cos \theta\,| = \Delta p \cos \alpha \,|\cos \theta\,| .$$

Le demi-angle de divergence de la tuyère étant très faible ($\alpha = 5°$, $\cos \alpha = 0{,}996$), $\Delta p'$ peut être assimilé à Δp en première approximation.

Dans ce qui suit, nous ferons la convention de signe suivante : le vecteur $\overrightarrow{\Delta p_2}$ est positif si $\overrightarrow{\Delta p_2}$ et $\overrightarrow{OH}$ sont dirigés dans le même sens; d'où le tracé de $\frac{\Delta p}{p_0} |\cos \theta|$ en fonction de θ pour les cinq sections considérées (*fig.* 48).

En définitive, pour chaque demi-section droite, l'effort latéral s'appliquant sur une tranche de divergent de longueur l s'écrit (*fig.* 46) :

$$\vec{f} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \Delta p_g \,|\cos \theta\,| \, R l \cos \theta \, d\theta - \int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} \Delta p_d \,|\cos \theta\,| \, R l \cos \theta \, d\theta,$$

Δp_g désignant les efforts des surpressions pour la portion de circonférence correspondant à $0 < \theta < \frac{\pi}{2}$ (soit la partie gauche du schéma), et Δp_d les efforts des

surpressions pour l'arc supplémentaire de la circonférence, soit $\frac{\pi}{2} < \theta < \pi$ (partie droite du schéma).

En considérant les couples de points M et M′ symétriques par rapport à la perpendiculaire élevée en O à la trace X′X du plan de symétrie (*fig.* 46), l'effort latéral s'écrit :

$$\vec{f} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} [\Delta p_g \mid \cos\theta \mid - \Delta p_d \mid \cos\theta_1 \mid] \, Rl \cos\theta \, d\theta,$$

avec $\theta_1 = \pi - \theta$.

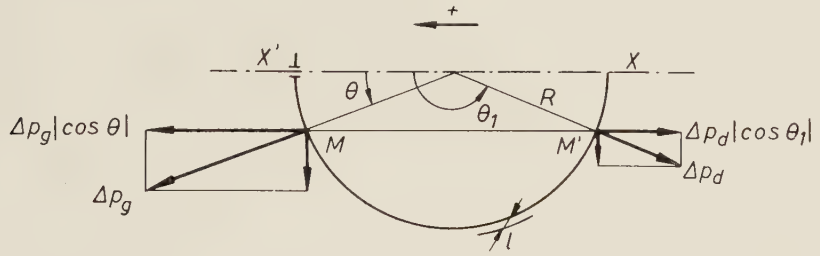


Fig. 46

Les *figures* 49, 50, 51, 52 et 53, représentent les variations de $\frac{\Delta p_R}{p_0}$, c'est-à-dire $\frac{\Delta p_g \mid \cos\theta \mid - \Delta p_d \mid \cos\theta_1 \mid}{p_0}$, en fonction de θ pour les cinq sections droites. Les courbes représentatives de $\frac{\Delta p_g}{p_0} \mid \cos\theta \mid$ et $\frac{\Delta p_d}{p_0} \mid \cos\theta_1 \mid$ sont en trait plein; leur différence, $\frac{\Delta p_R}{p_0}$, est tracée en pointillé.

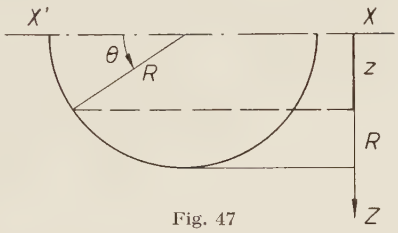


Fig. 47

3,62 **Détermination des efforts latéraux unitaires pour diverses sections droites.**

Pour $l = 1$ mm, la valeur de f est :

(1) $$\vec{f} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} [\Delta p_g \mid \cos\theta \mid - \Delta p_d \mid \cos\theta_1 \mid] \, Rl \cos\theta \, d\theta.$$

Cette valeur est l'effort latéral unitaire, c'est-à-dire la force agissant sur une tranche de divergent de longueur $l = 1$ mm.

Δp_g et Δp_d n'étant pas des fonctions simples de θ, l'intégration graphique est la seule méthode d'intégration commodément réalisable.

On peut écrire (*fig.* 47) :

$$z = R \sin\theta, \qquad dz = R \cos\theta \cdot d\theta.$$

La formule (1) devient :

$$\vec{f} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \Delta p_R \, Rl \cos\theta \, d\theta = \int_0^R \Delta p_R \, l \, dz.$$

avec :

$$\Delta p_R = \Delta p_g \, | \cos\theta | - \Delta p_d \, | \cos(\pi - \theta) |,$$

valeur connue pour chaque azimut θ.

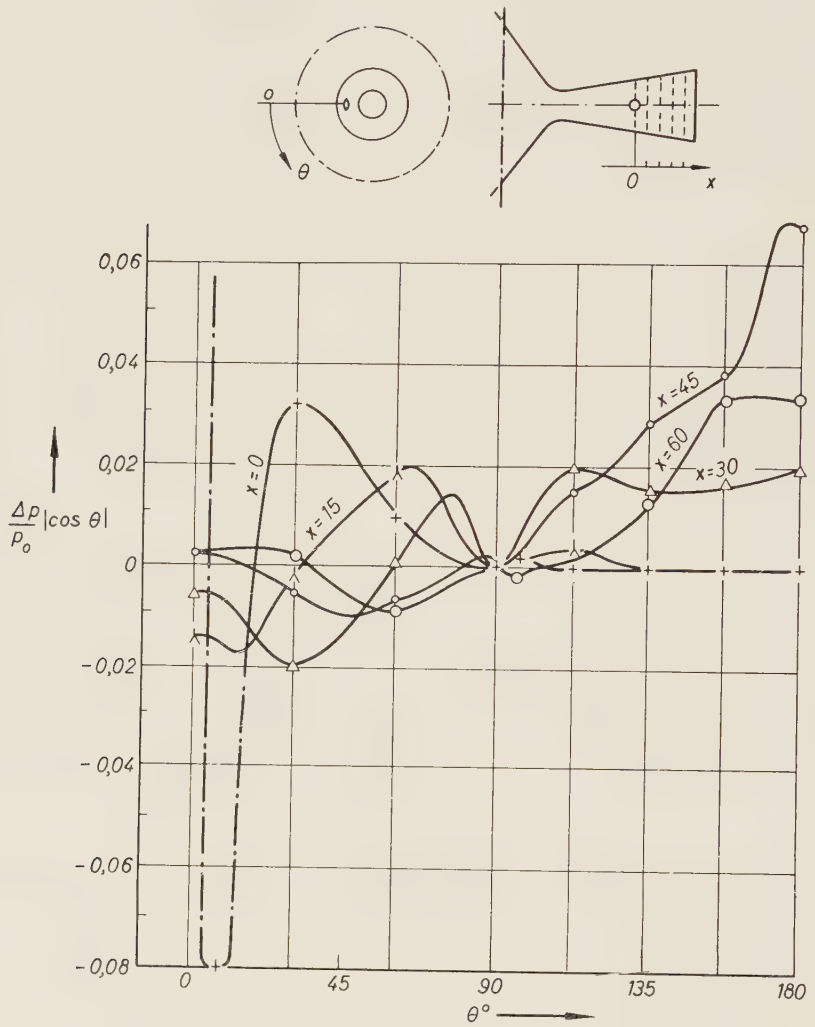


Fig. 48. — $\Delta p = p(x_1, \theta) - p(x_1)$

Il est facile de tracer Δp_R en fonction de z puisque, pour chaque valeur de θ, Δp_R est défini (*fig.* 49 à 53). Les *figures* 54, 55, 56, 57 et 58 représentent les variations de $\frac{\Delta p_R}{p_0}$ en fonction de z.

Pour chaque demi-section :

$$\frac{f}{p_0} = \int_0^R \frac{\Delta p_R}{p_0} l \, dz = \frac{\Delta p_{R\,moy.}}{p_0} Rl.$$

$$\Delta p_R = \Delta p_g \,|\cos\theta\,| - \Delta p_d \,|\cos\theta_1\,| \qquad \theta_1 = \pi - \theta$$

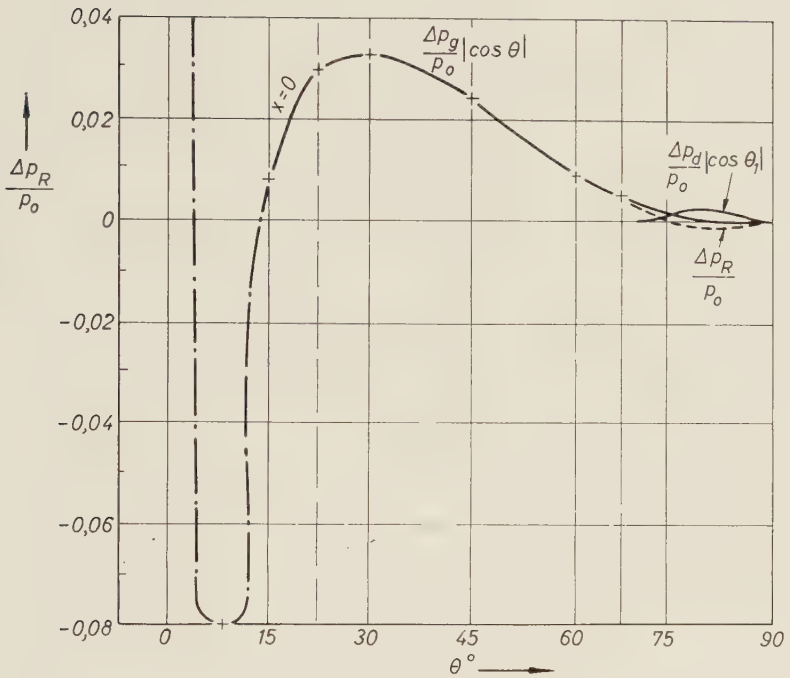


Fig. 49

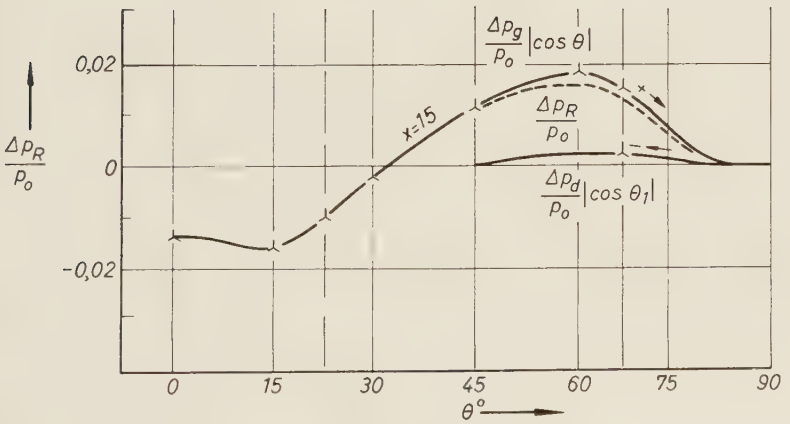


Fig. 50

$$\Delta p_R = \Delta p_g \cdot |\cos\theta| - \Delta p_d \cdot \cos\theta_1 \,.$$
$$\theta_1 = \pi - \theta$$

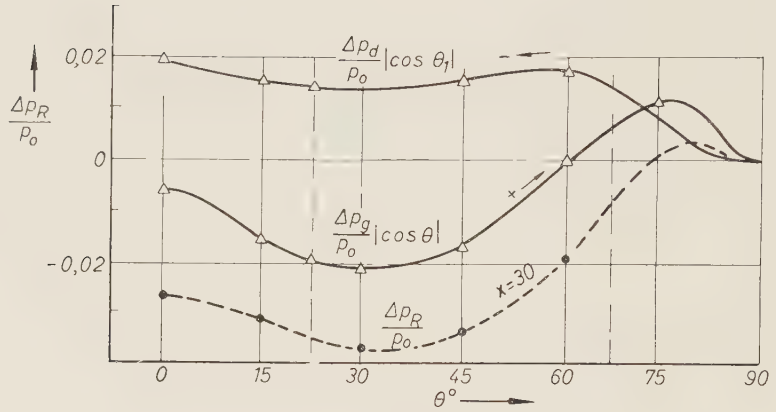


Fig. 51

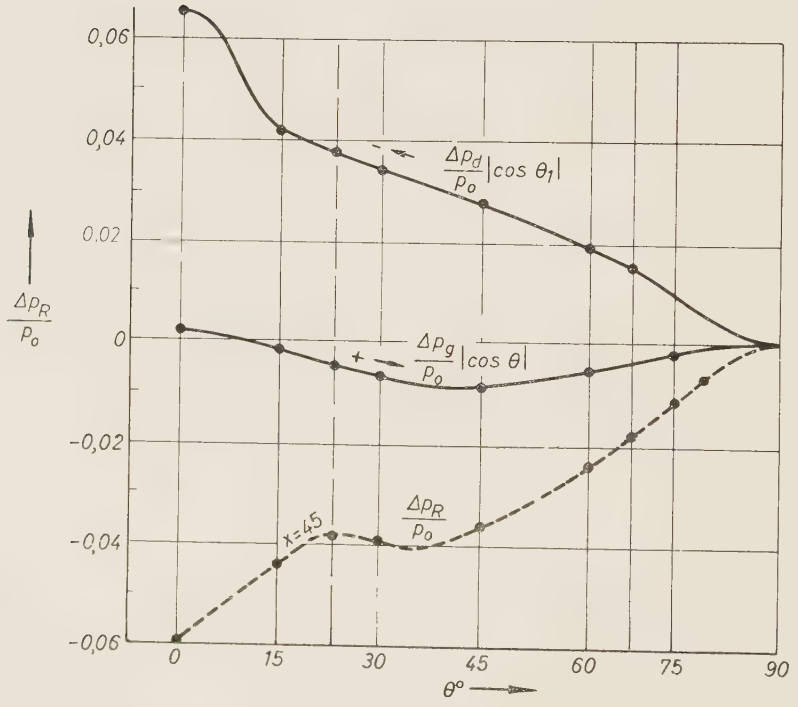


Fig. 52

D'où il résulte que la valeur de $\Delta p_{R\,moy.}$,

$$\Delta p_{R\,moy.} = \frac{\int_0^R \Delta p_R \, dz}{R},$$

peut être obtenue en planimétrant les courbes représentatives de $\frac{\Delta p_R}{p_0}$ en fonction de z.

$$\frac{\Delta p_R = \Delta p_g \,|\cos\theta| - \Delta p_d \,|\cos\theta_1|}{\theta_1 = \pi - \theta}$$

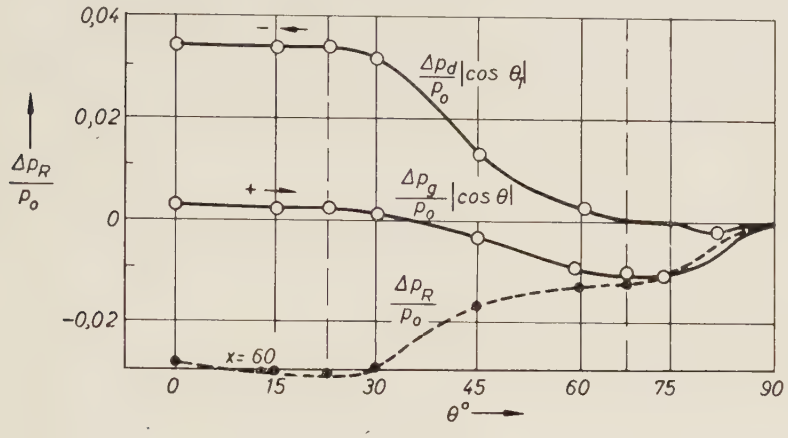


Fig. 53

Résultats numériques.

Pour la section $x = 0$ (*fig.* 54) :

$$\frac{\Delta p_{R\,moy.}}{p_0} = 0{,}0158, \qquad R = 21 \text{ mm}, \qquad l = 1 \text{ mm}, \qquad \text{donc} \quad \frac{f}{p_0} = 0{,}332 \text{ mm}^2.$$

Pour la section $x = 15$ mm (*fig.* 55) :

$$\frac{\Delta p_{R\,moy.}}{p_0} = -0{,}0026, \qquad R = 22 \text{ mm}, \qquad l = 1 \text{ mm}, \qquad \text{donc} \quad \frac{f}{p_0} = -0{,}057 \text{ mm}^2.$$

Pour la section $x = 30$ mm (*fig.* 56) :

$$\frac{\Delta p_{R\,moy.}}{p_0} = -0{,}0277, \qquad R = 23 \text{ mm}, \qquad l = 1 \text{ mm}, \qquad \text{donc} \quad \frac{f}{p_0} = -0{,}638 \text{ mm}^2.$$

Pour la section $x = 45$ mm (*fig.* 57) :

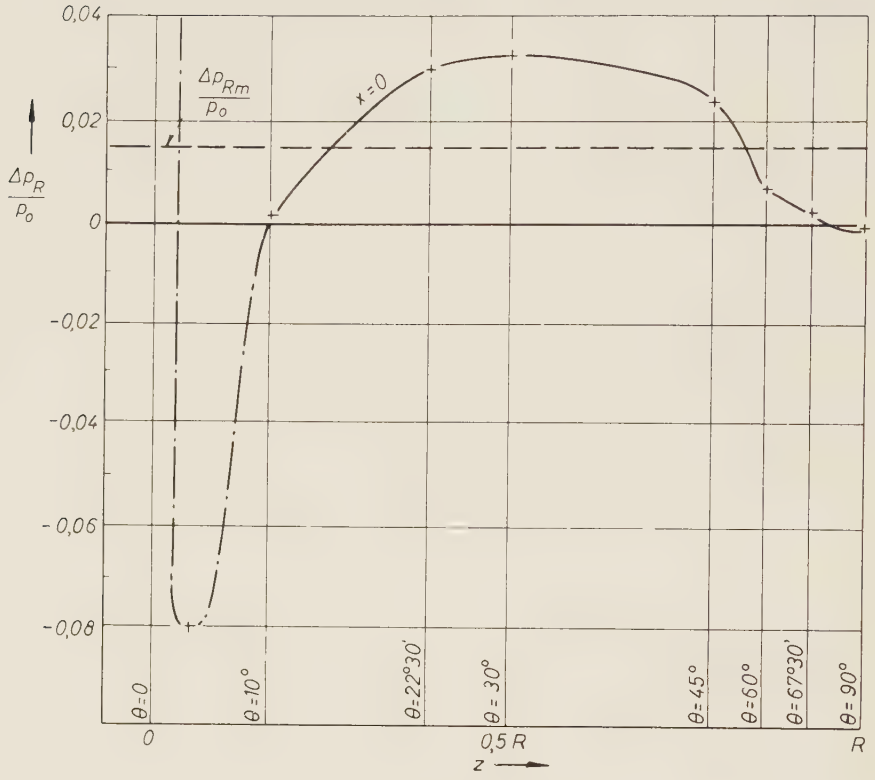
$$\frac{\Delta p_{R\,moy.}}{p_0} = -0{,}0396, \qquad R = 24 \text{ mm}, \qquad l = 1 \text{ mm}, \qquad \text{donc} \quad \frac{f}{p_0} = -0{,}95 \text{ mm}^2.$$

Pour la section $x = 60$ mm (*fig.* 58) :

$$\frac{\Delta p_{R\,moy.}}{p_0} = -0{,}0237, \qquad R = 25 \text{ mm}, \qquad l = 1 \text{ mm}, \qquad \text{donc} \quad \frac{f}{p_0} = -0{,}592 \text{ mm}^2.$$

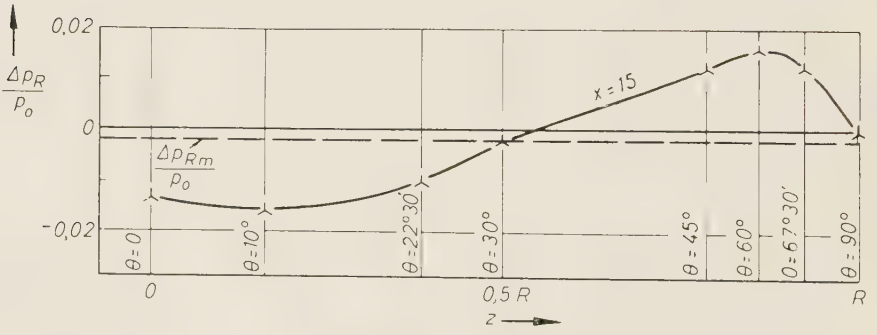
Toutes ces valeurs sont relatives aux demi-sections droites.

$$\frac{f}{p_0} = \int_0^R \frac{\Delta p_R}{p_0}\, dz = \frac{\Delta p_{R\,\text{moy.}}}{p_0}\, Rl$$



($z = R \sin \theta$, R = 21 mm)

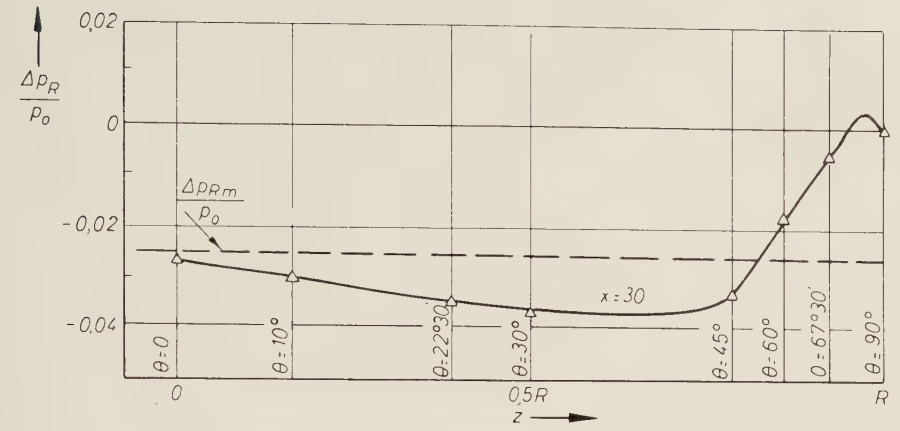
Fig. 54



($z = R \sin \theta$, R = 22 mm)

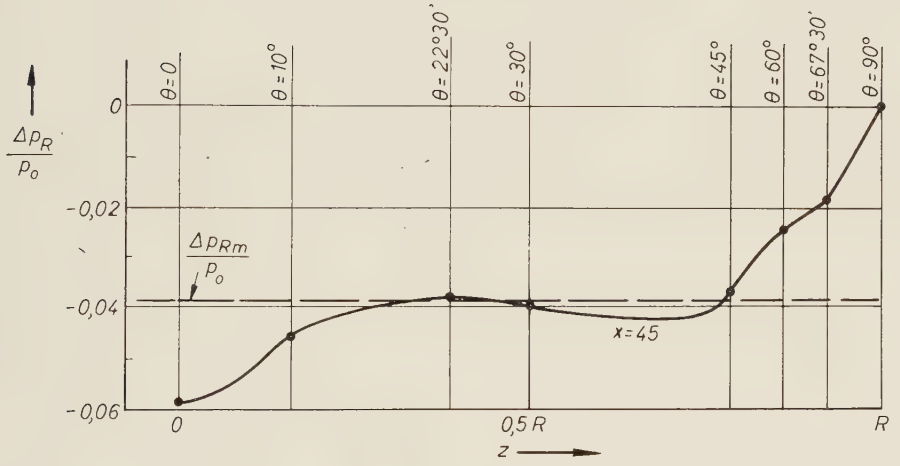
Fig. 55

$$\frac{f}{p_0} = \int_0^R \frac{\Delta p_R}{p_0} dz = \frac{\Delta p_{R\,moy.}}{p_0} Rl$$



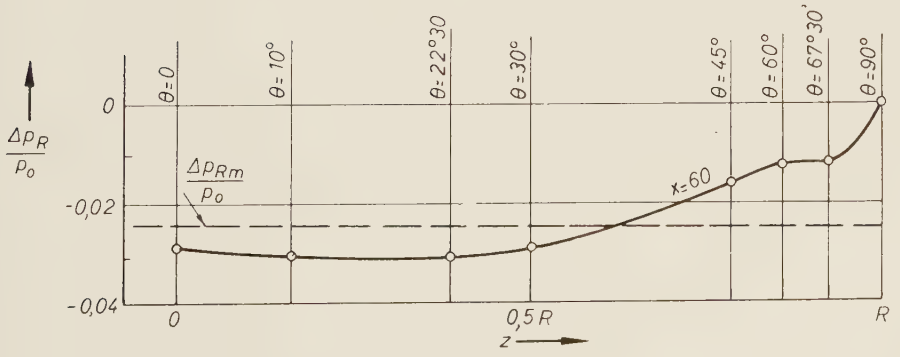
(z = R sin θ, R = 23 mm)

Fig. 56



(z = R sin θ, R = 24 mm)

Fig. 57



(z = R sin θ, R = 25 mm)

Fig. 58

3,63 **Répartition des efforts latéraux unitaires.**

Examinons la variation de $\frac{f}{p_0}$ le long du divergent (*fig.* 59) en aval du point d'injection. La ligne AR représente la trace du choc principal dans le plan méridien de la tuyère, tandis que RB localise le choc réfléchi.

Le point M situe la section pour laquelle l'effort latéral unitaire est nul; les pressions statiques s'appliquant sur le pourtour de cette section droite s'équilibrent parfaitement.

Du point A jusqu'au point M la valeur de $\frac{f}{p_0}$ décroît depuis 0,332 mm² jusqu'à zéro. A l'aval de M elle devient négative et prend la valeur — 0,638 à l'abscisse $x = 30$ mm; elle passe par un minimum aux alentours du point de réflexion du choc, puis croît légèrement jusqu'à la section de sortie de la tuyère.

3,64 **Intensité de la force latérale partielle.**

Elle s'écrit pour une demi-tuyère : $F'_1 = \int_{x=0}^{x=L} f\,dx$,

$$\frac{F'_1}{p_0} = \int_{x=0}^{x=L} \frac{f}{p_0}\,dx = \frac{f_m}{p_0} L.$$

L'orifice d'injection est situé à 75 mm de la section de sortie de la tuyère (L = 75 mm); l'intégration graphique à l'aide de la *figure* 59 a donné :

$$\frac{f_m}{p_0} = -0{,}448 \text{ mm}^2.$$

Par suite :

$$\frac{F'_1}{p_0} = -33{,}7 \text{ mm}^2.$$

La valeur de p_0 est de 758 mm de mercure soit :

$$p_0 = \frac{758}{760} \cdot 101\,325 = 101\,200 \text{ N/m}^2$$

$$= 1{,}012 \text{ bar},$$

$$F'_1 = -101\,200 \cdot 33{,}7 \cdot 10^{-6} \text{ N} = -3{,}40 \text{ N}.$$

Pour la tuyère :

$$F_1 = -6{,}8 \text{ N}.$$

C'est la force résultant de la dyssymétrie des pressions statiques dans le divergent à l'aval du point d'injection; par convention, elle est positive si elle est orientée vers la génératrice passant par le point d'injection, négative dans le cas contraire.

Efforts latéraux unitaires f ($l = 1$ mm)

$$\frac{f}{p_0} = \frac{\Delta\, p_{R\,moy.}}{p_0}\, Rl\ (mm^2)$$

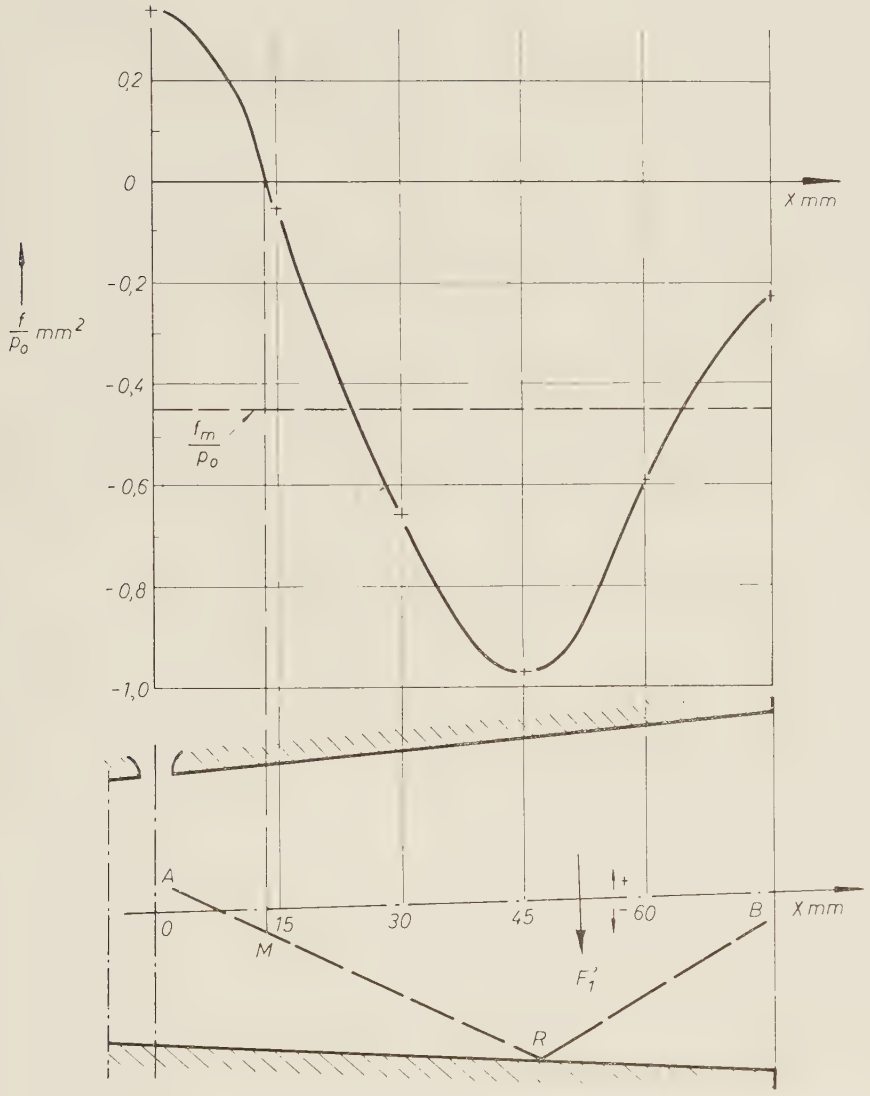


Fig. 59

3.7 FORCE LATÉRALE RÉSULTANTE

La force latérale globale F_t mesurée par extensométrie comprend :

- la force F_1 engendrée par la dyssymétrie des pressions statiques dans le divergent, à l'aval du point d'injection, calculée au paragraphe précédent;

— la force d'impulsion du jet secondaire;

- la force F_2 résultant de la dyssymétrie des pressions statiques à l'amont de l'orifice d'injection.

L'effort transversal mesuré a pour intensité :

$$F_t = -1{,}9 \text{ N}.$$

Le coefficient d'amplification B, rapport entre la force transversale globale et la force de réaction du jet auxiliaire calculée au paragraphe 3,13, a pour valeur :

$$\Phi = \frac{F_t}{F_j} = -0{,}78.$$

L'étude de ce coefficient, dont on cherche à rendre la valeur maximale, en fonction du débit injecté et de la position de l'orifice d'injection, fera l'objet du chapitre V.

Chapitre IV

INFLUENCE DU DÉBIT INJECTÉ

4,1 DISPOSITIF D'INJECTION

Le débit $q = \rho AU$ est non seulement fonction de la section d'injection mais aussi de la pression génératrice d'injection puisque $\rho = \frac{p}{RT}$, avec $p = f(p_{0i})$. La forme d'ajutage convergent est conservée (col sonique, § 3,11) et la température génératrice T_0 reste identique. Les débits, fonction des diamètres des cols soniques Φ_i (en mm) et les pressions génératrices p_{0i} (en mm de mercure), seront exprimés par la notation :

$$q\,(\Phi_i,\, p_{0i}).$$

4,11 Grandeur de l'orifice d'injection.

On change l'orifice par simple interposition d'une pièce en plexiglas tournée de 3 mm de diamètre au col [repère (3), *fig.* 60]. Les diamètres des sections soniques ont donc pour valeur 3 mm et 5 mm.

4,12 Pression génératrice d'injection.

Un couvercle étanche (4), relié à un détendeur (5), s'applique sur le convergent (2) situé à l'amont de l'orifice d'injection (*fig.* 60). Le détendeur permet d'abaisser, à la demande, la pression génératrice d'injection p_{0i} lue sur le manomètre différentiel; à cet effet, une prise de pression débouche dans le réservoir d'arrêt délimité par les pièces (2) et (4).

Pour deux diamètres Φ_1 et Φ_2 connus, on détermine la relation qui doit exister entre les pressions p_{0i_1} et p_{0i_2} afin que les débits $q\,(\Phi_1, p_{0i_1})$ et $q\,(\Phi_2, p_{0i_2})$ soient égaux :

(1) $$q\,(\Phi_1, p_{0i_1}) = \rho_{c_1} A_{c_1} a_{c_1},$$

(2) $$q\,(\Phi_2, p_{0i_2}) = \rho_{c_2} A_{c_2} a_{c_2}.$$

Les vitesses soniques a_{c_1} et a_{c_2} ont même valeur puisque la température génératrice T_0 reste identique; l'égalité des deux débits (1) et (2) permet d'écrire :

(3) $$\rho_{c_1} A_{c_1} = \rho_{c_2} A_{c_2} \qquad \text{ou} \qquad \frac{\rho_{c_2}}{\rho_{c_1}} = \frac{A_{c_1}}{A_{c_2}} = \frac{\Phi_1^2}{\Phi_2^2}.$$

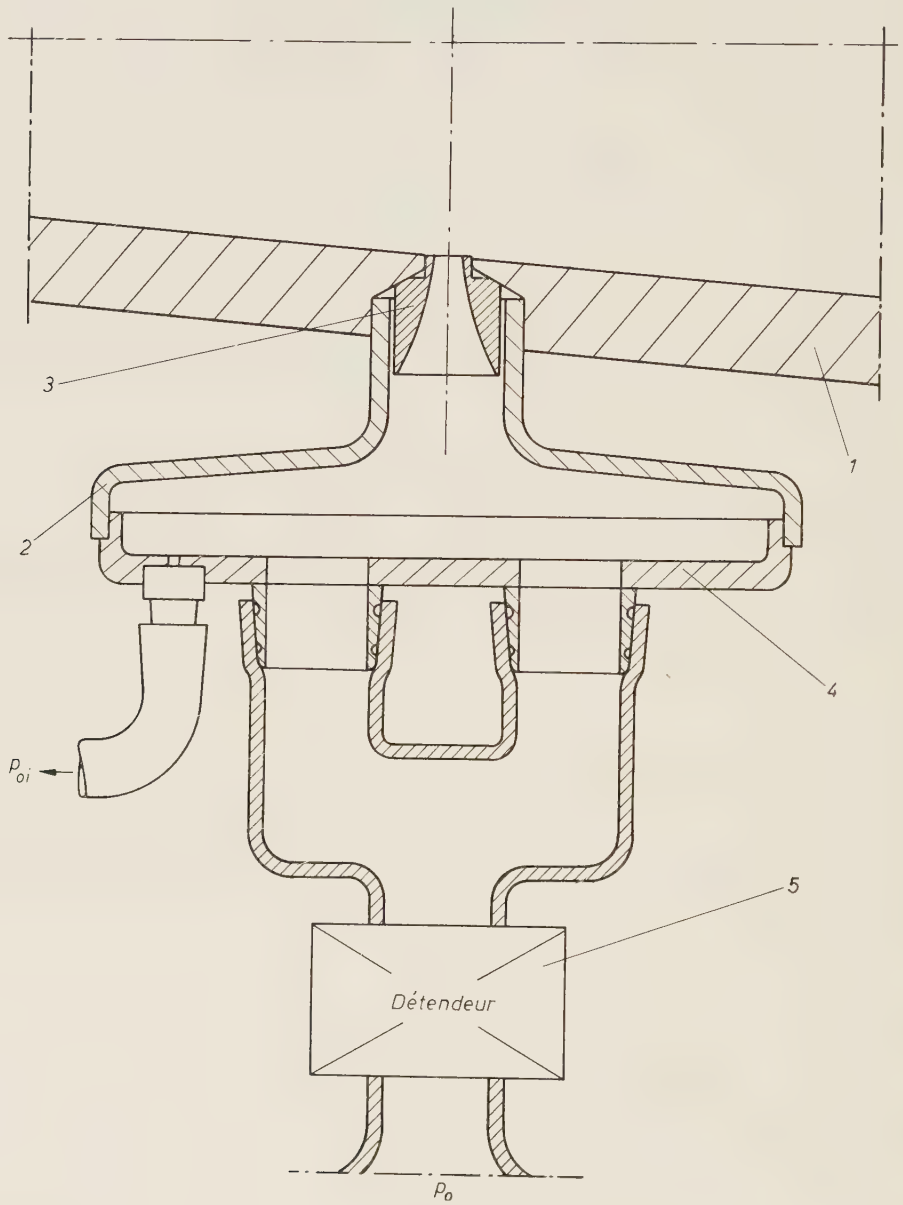


Fig. 60

Or :

$$\frac{p_{c_1}}{\rho_{c_1}} = \frac{p_{c_2}}{\rho_{c_2}} = RT_c,$$

ou :

$$k\frac{p_{oi_1}}{\rho_{c_1}} = k\frac{p_{oi_2}}{\rho_{c_2}};$$

par suite :

$$p_{0i_2} = \frac{\rho_{c_2}}{\rho_{c_1}} p_{0i_1}.$$

En définitive, d'après (3) :

(4) $$\boxed{p_{0i_2} = \frac{\Phi_1^2}{\Phi_2^2} p_{0i_1}}.$$

Numériquement, si :

$$\Phi_1 = 3 \text{ mm}, \quad \Phi_2 = 5 \text{ mm et } p_{0i_1} = 760 \text{ mm Hg } (= 101\,325 \text{ N/m}^2),$$

on obtient :

$$p_{0i_2} = 274 \text{ mm Hg } (= 36\,500 \text{ N/m}^2).$$

4,13 **Valeurs des débits-masses injectés.**

Pour l'air le débit massique s'écrit :

$$q = 0{,}685 \, A_c \sqrt{p_0 \, \rho_0}.$$

Les conditions génératrices et la section du col sonique sont définies pour chaque écoulement, soit :

(1) q (5,758) $\left\{ \begin{array}{l} p_{0i} = 101\,200 \text{ N/m}^2, \\ \rho_{0i} = 1{,}225 \text{ kg/m}^3, \\ A_c = 19{,}62 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2; \end{array} \right.$

(2) q (5,550) $\left\{ \begin{array}{l} p_{0i} = 73\,500 \text{ N/m}^2, \\ \rho_{0i} = 0{,}887 \text{ kg/m}^3, \\ A_c = 19{,}62 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2; \end{array} \right.$

(3) q (5,274) $\left\{ \begin{array}{l} p_{0i} = 36\,410 \text{ N/m}^2, \\ \rho_{0i} = 0{,}441 \text{ kg/m}^3, \\ A_c = 19{,}62 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2; \end{array} \right.$

(4) q (3,758) $\left\{ \begin{array}{l} p_{0i} = 101\,200 \text{ N/m}^2, \\ \rho_{0i} = 1{,}225 \text{ kg/m}^3; \\ A_c = 7{,}065 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2; \end{array} \right.$

(5) q (3,550) $\left\{ \begin{array}{l} p_{0i} = 73\,500 \text{ N/m}^2, \\ \rho_{0i} = 0{,}887 \text{ kg/m}^3, \\ A_c = 7{,}065 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2; \end{array} \right.$

(6) q (3,274) $\left\{ \begin{array}{l} p_{0i} = 36\,410 \text{ N/m}^2, \\ \rho_{0i} = 0{,}441 \text{ kg/m}^3, \\ A_c = 7{,}065 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2. \end{array} \right.$

Les calculs du paragraphe précédent établissent l'égalité des débits (3) et (4) :

$$q\,(5{,}274) = q\,(3{,}758).$$

Valeurs numériques des débits :

$$q\,(5{,}758) = 47{,}5 \cdot 10^{-4}\ \text{kg/s},$$
$$q\,(5{,}550) = 34{,}3 \cdot 10^{-4}\ \text{kg/s},$$
$$q\,(5{,}274) = 17 \cdot 10^{-4}\ \text{kg/s},$$
$$q\,(3{,}758) = 17 \cdot 10^{-4}\ \text{kg/s},$$
$$q\,(3{,}550) = 12{,}3 \cdot 10^{-4}\ \text{kg/s},$$
$$q\,(3{,}274) = 6{,}12 \cdot 10^{-4}\ \text{kg/s}.$$

4,14 **Forces d'impulsion du jet.**

Dans les conditions de l'injection elles s'écrivent (§ 3,13) :

$$F = qU_c + (p_c - p\,(0))\,A_c.$$

Les valeurs numériques correspondant à chaque débit sont les suivantes :

$q\,(5{,}758)$: $p_c = 53\,500\ \text{N/m}^2$, $p\,(0) = 22\,700\ \text{N/m}^2$ (= 170 mm Hg), $A_c = 19{,}62 \cdot 10^{-6}\ \text{m}^2$;

$q\,(5{,}550)$: $p_c = 38\,700\ \text{N/m}^2$, $p\,(0) = 22\,700\ \text{N/m}^2$, $A_c = 19{,}62 \cdot 10^{-6}\ \text{m}^2$;

$q\,(5{,}274)$: $p_c = 19\,250\ \text{N/m}^2$, $p\,(0) = 22\,700\ \text{N/m}^2$, $A_c = 19{,}62 \cdot 10^{-6}\ \text{m}^2$;

$q\,(3{,}758)$: $p_c = 53\,500\ \text{N/m}^2$, $p\,(0) = 22\,700\ \text{N/m}^2$, $A_c = 7{,}065 \cdot 10^{-6}\ \text{m}^2$;

$q\,(3{,}550)$: $p_c = 38\,700\ \text{N/m}^2$, $p\,(0) = 22\,700\ \text{N/m}^2$, $A_c = 7{,}065 \cdot 10^{-6}\ \text{m}^2$;

$q\,(3{,}274)$: $p_c = 19\,250\ \text{N/m}^2$, $p\,(0) = 22\,700\ \text{N/m}^2$, $A_c = 7{,}065 \cdot 10^{-6}\ \text{m}^2$.

Les débits massiques sont connus et la vitesse U_c, sonique pour les six injections, vaut 312 m/s.

D'où les forces d'impulsion :

$F = 2{,}09$ N pour q (5,758),

$F = 1{,}38$ N pour q (5,550),

$F = 0{,}462$ N pour q (5,274),

$F = 0{,}747$ N pour q (3,758),

$F = 0{,}497$ N pour q (3,550),

$F = 0{,}167$ N pour q (3,274).

4,15 **Tableau récapitulatif.**

A chaque injection correspondent les valeurs des débits massiques et des impulsions du flux secondaire rapportées respectivement aux valeurs du débit-masse et de la poussée de la tuyère sans injection.

INJECTION	$\frac{q}{q_{\text{tuyère}}}$	$\frac{F}{P_{\text{tuyère}}}$
q (5,758)	2,8 %	2,02 %
q (5,550)	2,02 %	1,33 %
q (5,274)	1 %	0,445 %
q (3,758)	1 %	0,72 %
q (3,550)	0,72 %	0,48 %
q (3,274)	0,36 %	0,161 %

Remarque. — Il a été procédé, en outre, à une injection supersonique de l'écoulement secondaire au travers d'une tuyère de très faibles dimensions incorporée dans la paroi du divergent. Cette tuyère a un diamètre au col de 3 mm et un diamètre de sortie de 4 mm; le rapport des sections conduit à un nombre de Mach de sortie de 2,05. A cette nouvelle injection q (sup., 3,758) correspondent respectivement un débit-masse et une force d'impulsion de $17 \cdot 10^{-4}$ kg/s et 0,750 N, c'est-à-dire $\frac{q}{q_{\text{tuy.}}} = 1$ % et $\frac{F}{P_{\text{tuy.}}} = 0{,}723$ %.

4,2 POSITION ET INTENSITÉ DU CHOC PRINCIPAL

On s'est efforcé de définir les changements de configuration des écoulements en fonction des différentes injections du flux secondaire. L'étude de l'écoulement modèle a montré que l'effort latéral recherché était lié, pour une très large part, à l'onde de choc provoquée par l'interaction des deux jets; c'est pourquoi il convient d'en fixer l'intensité et la position. La section méridienne de la tuyère passant par l'orifice d'injection a été balayée par la sonde le long des trois diamètres des sections :

$$x = 0 \text{ mm}, \qquad x = 9 \text{ mm} \qquad \text{et} \qquad x = 30 \text{ mm}.$$

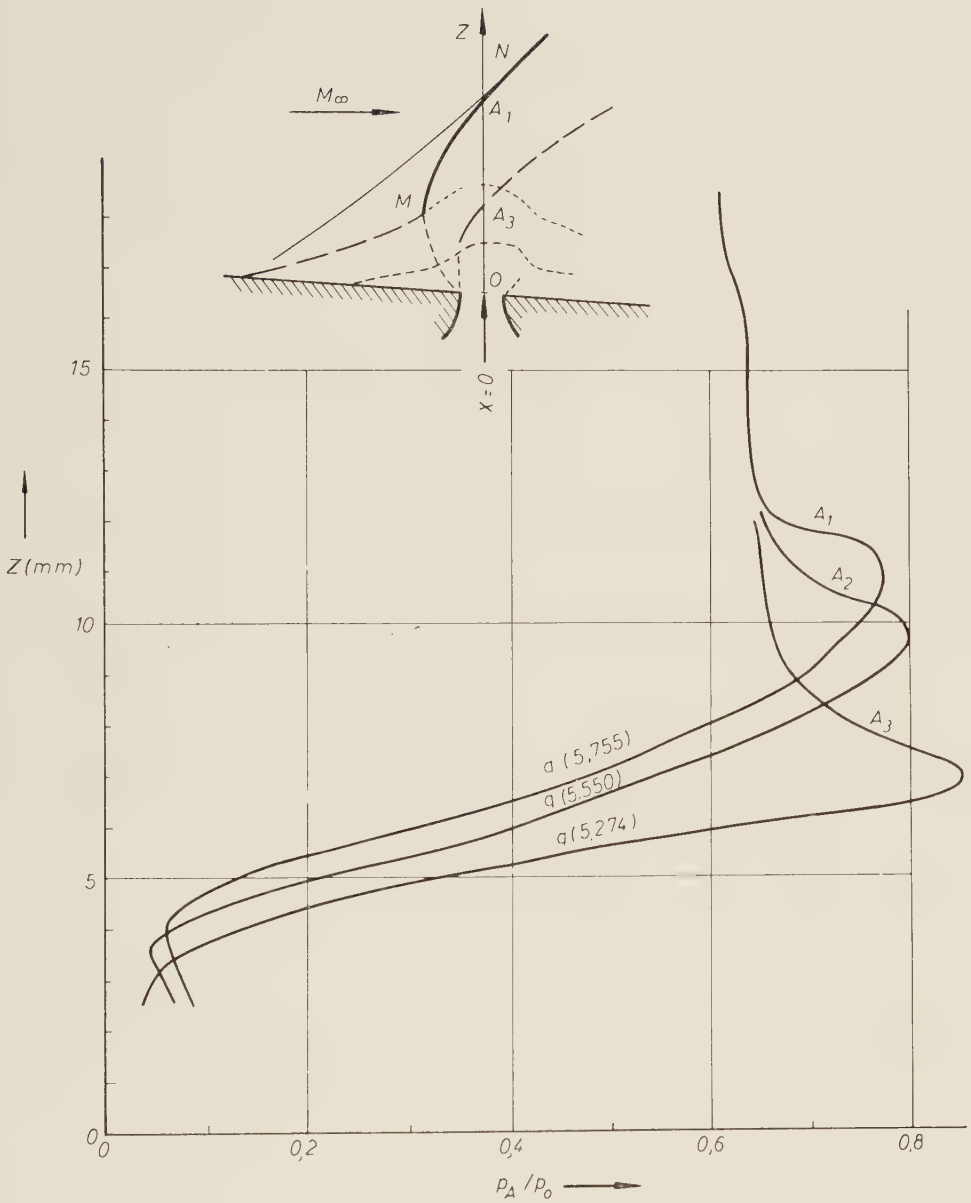
Pour la section $x = 0$ mm (*fig.* 61 et 62), la position du choc est définie par les points A_i. Le premier examen des courbes permet de constater que l'intensité du choc est d'autant plus grande que l'injection secondaire est plus faible; ainsi, pour le débit q (5,274), le rapport $\frac{p_A}{p_0}$ de la pression d'arrêt, mesurée par le Pitot, à la pression génératrice de l'écoulement principal s'élève de 0,62 jusqu'à la valeur 0,85, alors que, pour l'injection q (5,755) de débit-masse plus élevé, le rapport $\frac{p_A}{p_0}$ atteint seulement la valeur maximale de 0,75.

En réalité, le choc n'a pas une inclinaison constante. A son point de formation M, on peut l'assimiler à un choc droit vis-à-vis de la direction de l'écoulement principal amont; il s'infléchit ensuite brusquement sur une courte distance MN pour prendre l'inclinaison maximale à partir du point N. Le nombre de Mach normal M_{IN}, lié à l'angle d'inclinaison du choc, décroît tout le long de la distance MN; le rapport de compression, fonction de M_{IN}, est par conséquent beaucoup plus élevé dans la zone située à proximité du point M. Pour l'injection q (3,274) le tube Pitot traverse le choc en A_3 (*fig.* 61), tandis que pour l'injection plus élevée q (3,755) il le traverse en A_1. La distance A_3M étant inférieure à A_1M, le choc provoqué par le faible débit accuse un rapport de compression supérieur. Ces traversées effectuées par la sonde en des points particuliers du choc ne prouvent pas que son intensité diminue avec l'augmentation du débit-masse injecté; au contraire, on constatera que l'intensité s'accroît légèrement lorsque l'injection secondaire est plus abondante.

Pour la section $x = 9$ mm (*fig.* 63 et 64), l'emplacement du choc est défini par les points B_i. L'augmentation de la pression d'arrêt à travers le choc s'accentue avec l'importance du débit-masse injecté; le rapport $\frac{p_A}{p_0}$ atteint respectivement les valeurs 0,75 et 0,79 pour les injections q (3,274) et q (5,760).

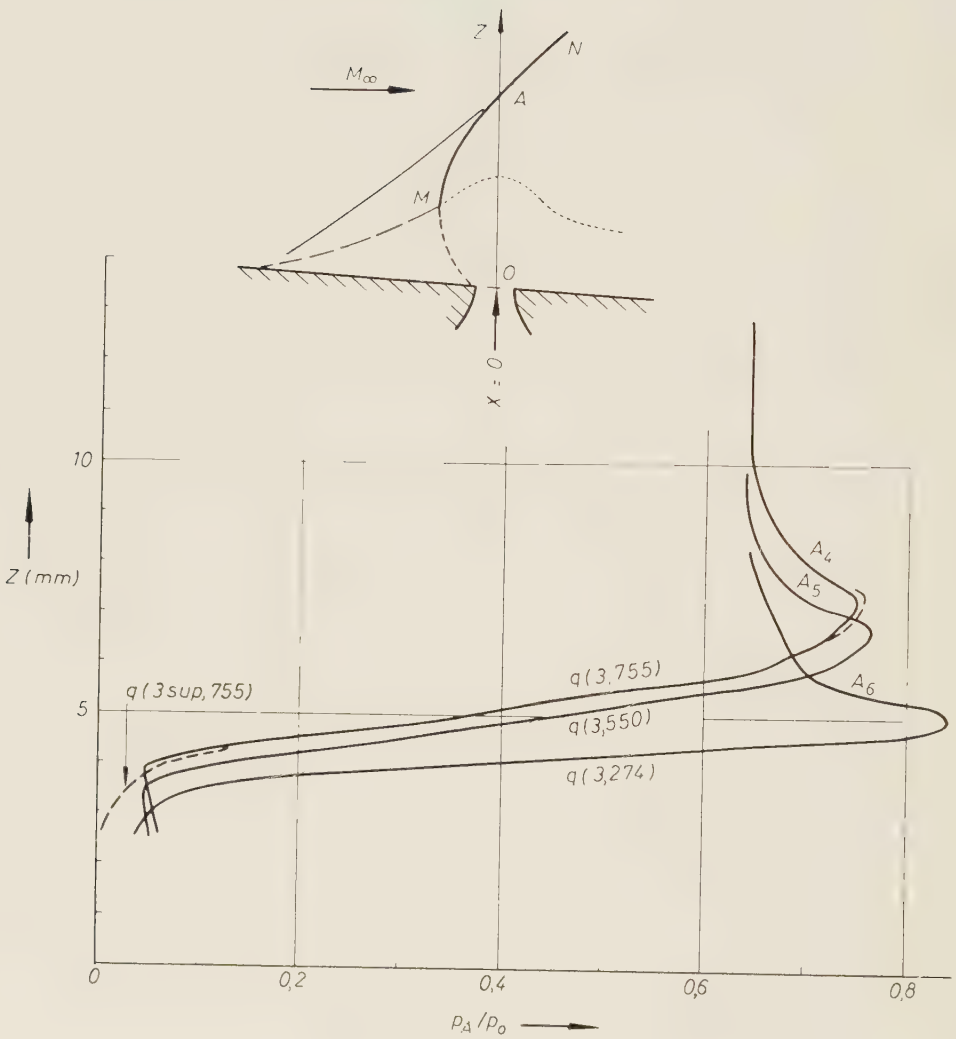
Pour la section $x = 30$ mm (*fig.* 65), la position du choc est définie par les points C_i. Comme précédemment, le rapport de compression augmente avec le débit-masse injecté; les valeurs maximales du rapport $\frac{p_A}{p_0}$ ressortent respectivement à 0,59 et 0,646 pour les injections q (3,274) et q (5,755).

La *figure* 66 présente les courbes situant la position du choc pour les trois sections de la tuyère : $x = 0$ mm, $x = 9$ mm et $x = 30$ mm, en fonction de la force d'impulsion du jet secondaire calculée dans les conditions de l'injection.



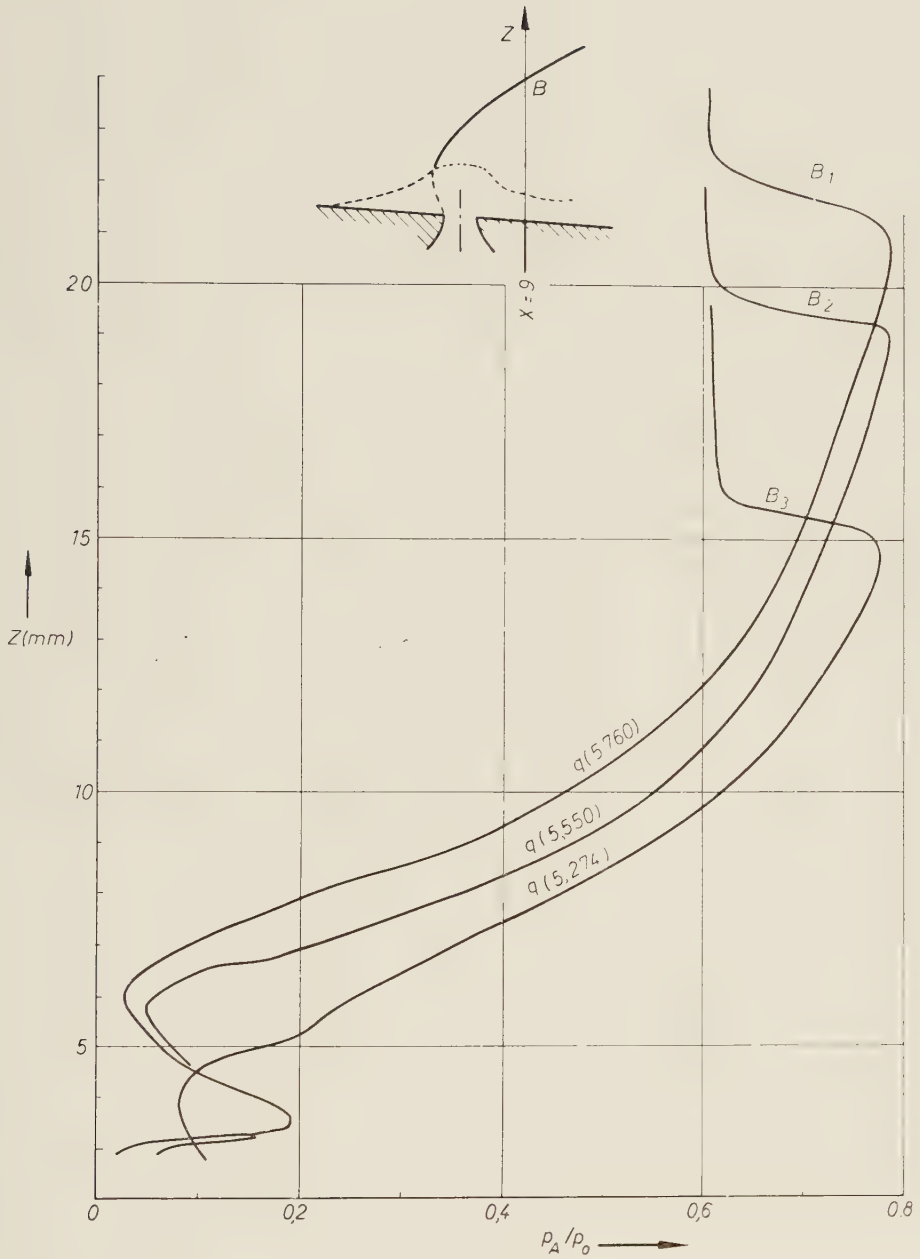
($p_0 = 755$ mm Hg)

Fig. 61



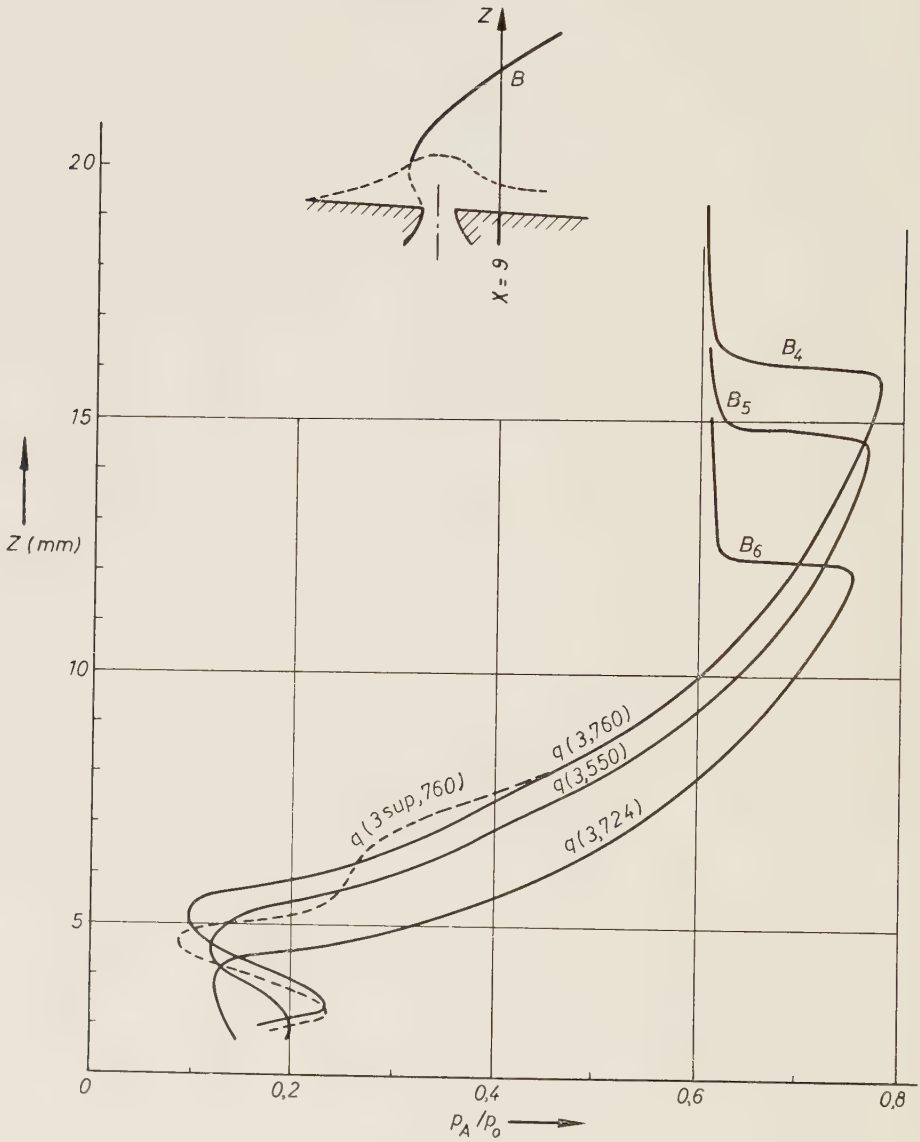
($p_o = 755$ mm Hg)

Fig. 62



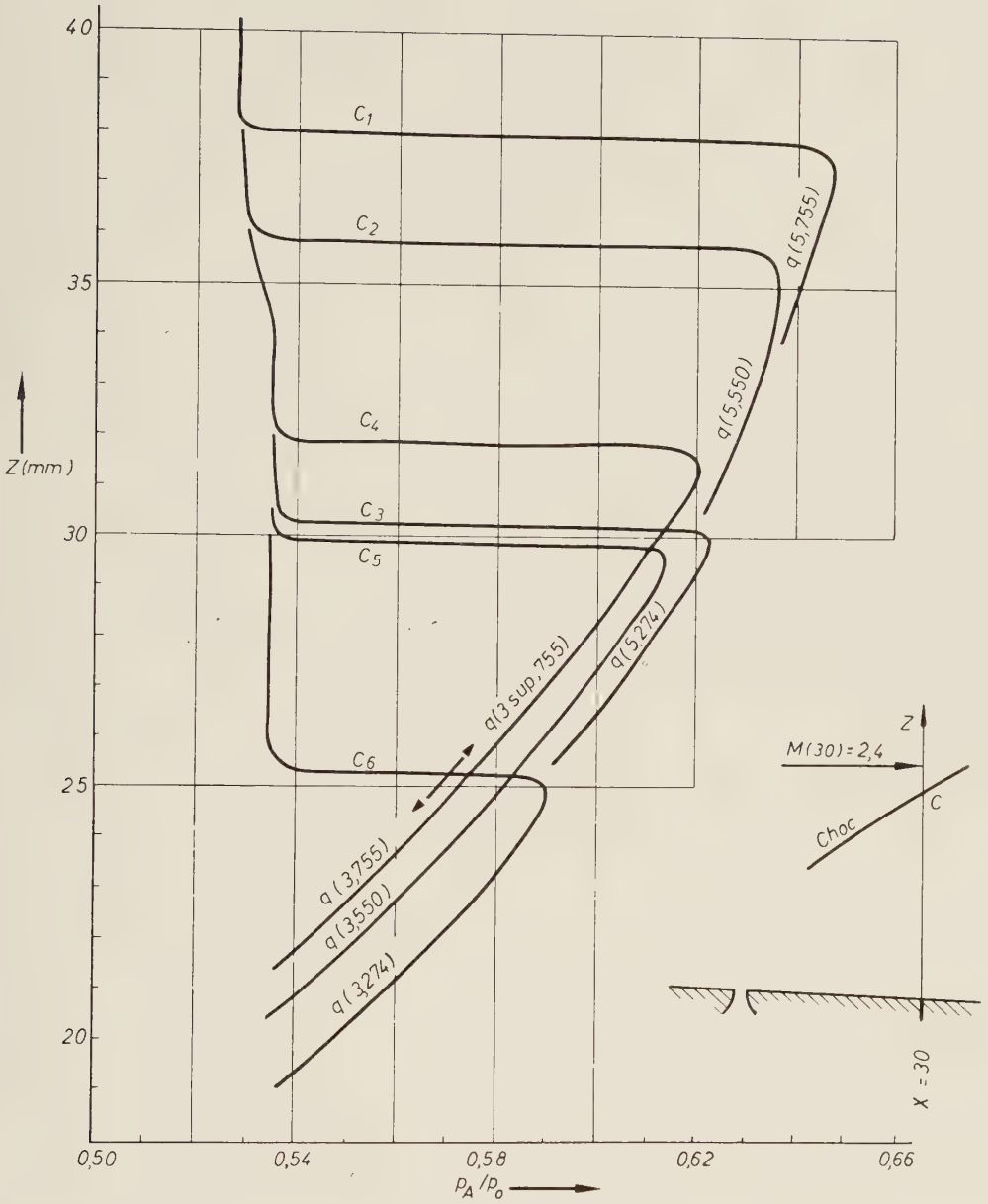
(p_0 = 760 mm Hg)

Fig. 63



(p_0 = 760 mm Hg)

Fig. 64



($p_0 = 755$ mm Hg)

Fig. 65

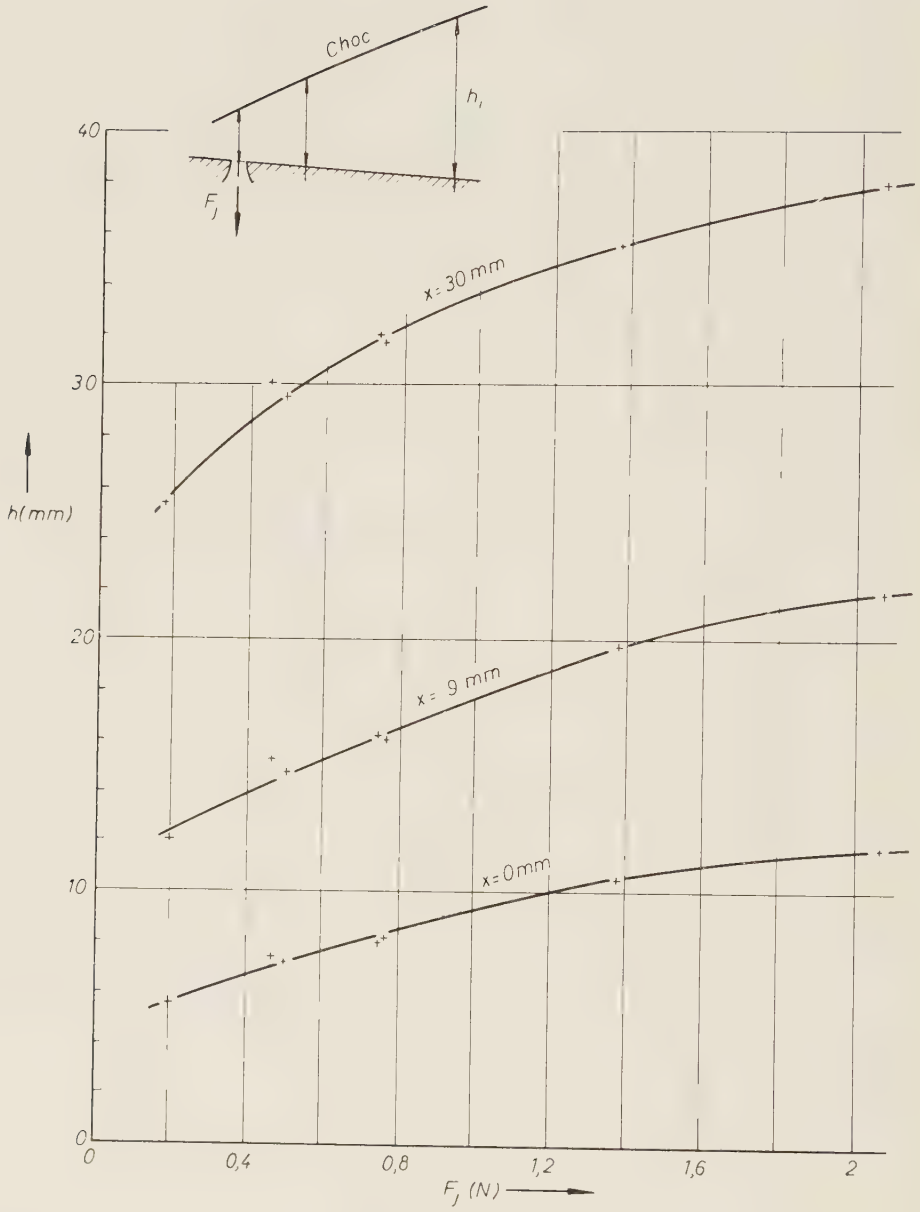


Fig. 66

Les traces des chocs dans le plan méridien de la tuyère passant par l'orifice d'injection (*fig.* 67) correspondent aux quatre débits :

q (5,758), q (5,274), q (3,758) et q (3,274).

On remarque que, pour un débit massique injecté plus faible, le choc s'éloigne du col de la tuyère et son angle d'inclinaison avec l'axe de cette dernière diminue légèrement.

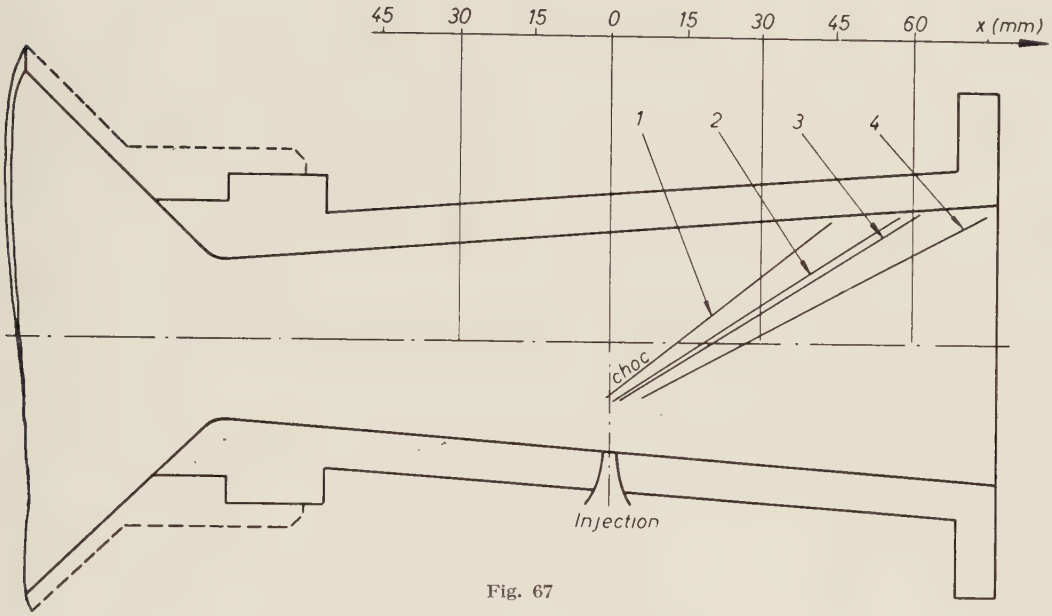


Fig. 67

1 : débit q (5,758); 3 : débit q (5,274);
2 : débit q (3,758); 4 : débit q (3,274)

4,3 DÉCOLLEMENT — HAUTEUR DE PÉNÉTRATION DU JET

On vient de constater que la position du choc est d'autant plus rapprochée du col de la tuyère que l'injection est plus abondante. En d'autres termes, la hauteur de pénétration du jet secondaire à l'intérieur du divergent et le décollement associé augmentent avec l'accroissement du débit de l'écoulement injecté.

La *figure* 68 situe les lieux fixant le début du décollement qui résulte de l'interaction couche limite-onde de choc pour les quatre injections :

q (5,755), q (5,274), q (3,755) et q (3,274).

L'indication du tube de Pitot dans le secteur voisin de l'orifice d'injection (voir § 3,54) ne permet pas de connaître les caractéristiques fondamentales de l'écoulement; néanmoins, elle fournit de précieux renseignements qualitatifs sur l'évolution du jet.

Les courbes des *figures* 61 et 62 montrent, pour les injections :

q (5,755), q (5,550), q (3,755) et q (3,550),

que le jet, dès sa sortie du col sonique, devient localement supersonique (§ 3,54). Pour les injections : q (5,274) et q (3,274), la courbe représentative des rapports $\frac{p_A}{p_0}$

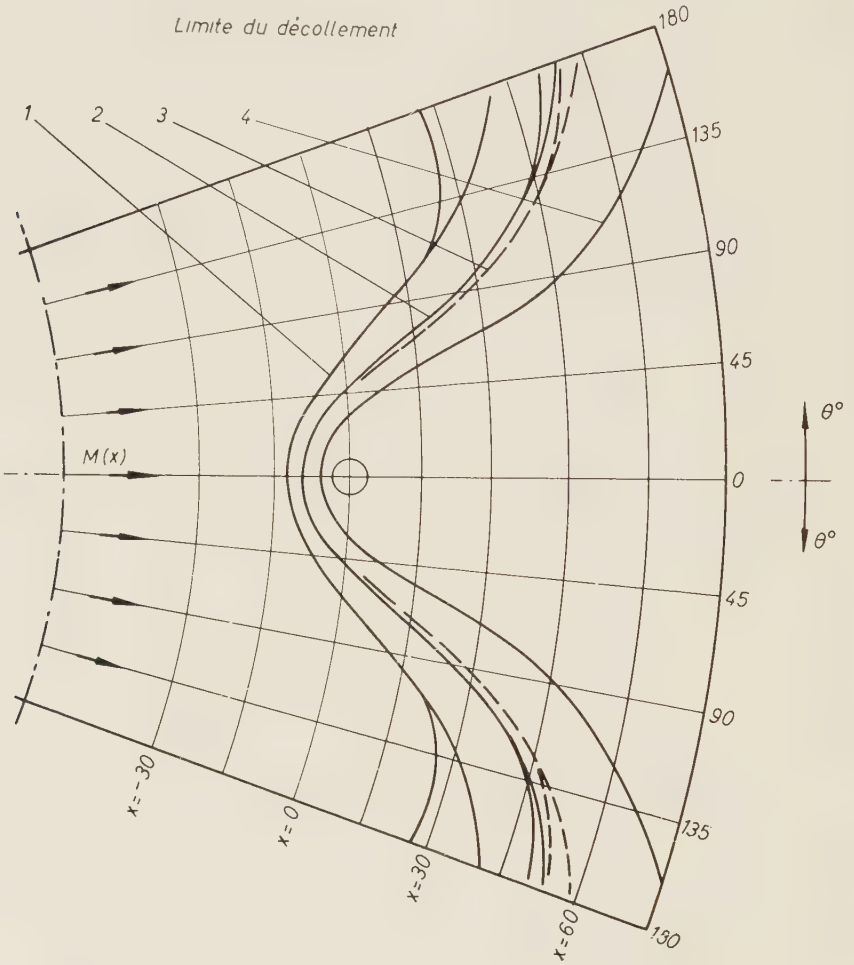


Fig. 68

1 : débit q (5,755); 2 : débit q (3,755);
3 : débit q (5,274); 4 : débit q (3,274).

n'accuse plus de minimum comme dans les cas précédents; l'écoulement devient donc subsonique dès la sortie du col. Le calcul confirme l'exactitude de cette constatation. En effet, à une pression génératrice de l'écoulement secondaire de 274 mm Hg, correspond une pression statique au col sonique de 145 mm Hg, soit $\frac{p_c}{p_0} = 0{,}191$ (p_0 étant la pression génératrice de l'écoulement principal). A la sortie de l'orifice d'injection dans le divergent,

règne une pression statique p (0) telle que $\frac{p\ (0)}{p_0} = 0{,}191$; l'écoulement injecté ne peut donc pas se détendre et devenir supersonique.

Quant à l'injection q (sup. 3,755), la pression statique du jet supersonique à la sortie (M = 2,06) est nettement plus faible que la pression ambiante qui règne à la sortie du trou d'injection dans le divergent. Il se recomprime, comme le montre la courbe correspondante de la *figure* 62.

Il convient de noter que les effets résultant des deux injections :

$$q\ (3{,}758) \qquad \text{et} \qquad q\ (\text{sup. } 3{,}758),$$

respectivement sonique et supersonique, sont à peu de chose près identiques comme l'attestent les figures 62, 64 et 65. Le choc conserve la même position et la même intensité; d'ailleurs, les mesures des pressions statiques sur la paroi du divergent montrent l'égalité des valeurs enregistrées pour ces deux injections.

4,4 RÉPARTITION DES PRESSIONS STATIQUES SUR LA PAROI DU DIVERGENT

4,41 Pressions statiques le long de la génératrice passant par le point d'injection (*fig.* 69).

Avec l'augmentation du débit injecté, on observe, à l'amont de l'orifice d'injection (région AB), un accroissement des surpressions et de leur étendue. Simultanément, en aval de l'injection (région CD), la dépression s'accentue de plus en plus. Il semblerait, au premier abord, que le bénéfice de l'accroissement des surpressions soit en partie annulé par l'augmentation correspondante des dépressions. Cependant, l'étude de l'écoulement modèle a montré que cette zone dépressionnaire n'était localisée que sur une très faible étendue du divergent (§ 3,4); d'ailleurs, c'est le caractère tridimensionnel du phénomène qui domine le comportement de la force latérale.

4,42 Pressions statiques sur le pourtour de diverses sections droites.

Section x = 0 mm [courbes p (0, θ), *fig.* 70].

Section x = 15 mm [courbes p (15, θ), *fig.* 71].

Section x = 30 mm [courbes p (30, θ), *fig.* 72].

L'examen de ces figures montre une stabilisation des valeurs des pressions (réduction de l'amplitude entre les minimums M_i et les maximums N_i) lorsque le débit-masse injecté diminue.

A l'exception de la courbe p (30, θ) relative à l'injection q (5,758) (voir § 3,43), les autres courbes représentatives prennent finalement, pour chaque section, une valeur commune du rapport $\frac{p}{p_0}$ (parties situées à droite des points P). Cette valeur est identique (pour l'abscisse x considérée) à l'indication des caractéristiques de la tuyère (*fig.* 18);

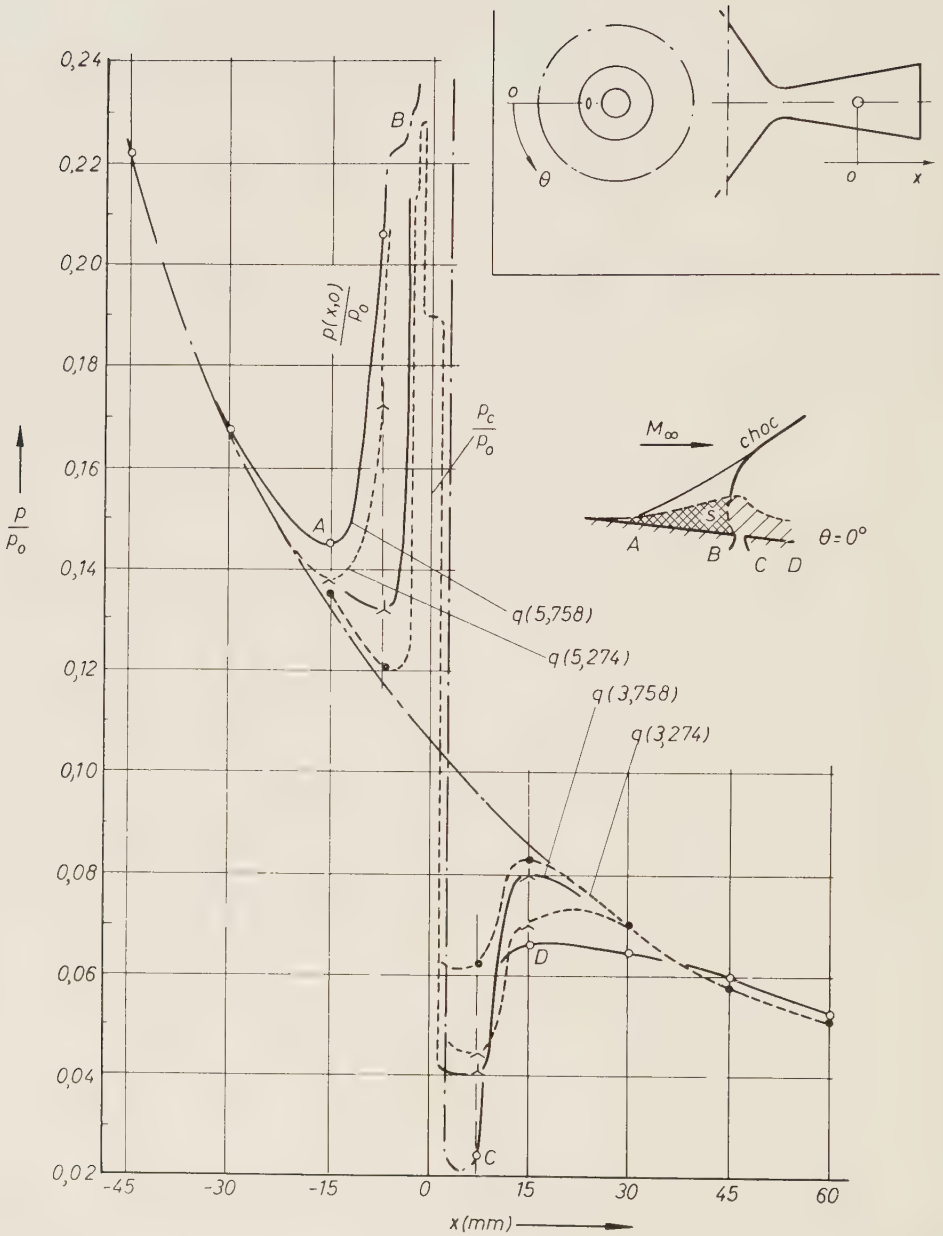

0,24
0,22
0,20
0,18
0,16
0,14
0,12
0,10
0,08
0,06
0,04
0,02
p/p₀
p(x,0)/p₀
pc/p₀
A
B
C
D
q(5,758)
q(5,274)
q(3,758)
q(3,274)
-45
-30
-15
0
15
30
45
60
x(mm)
M∞
choc
θ=0°
θ
x

Fig. 69

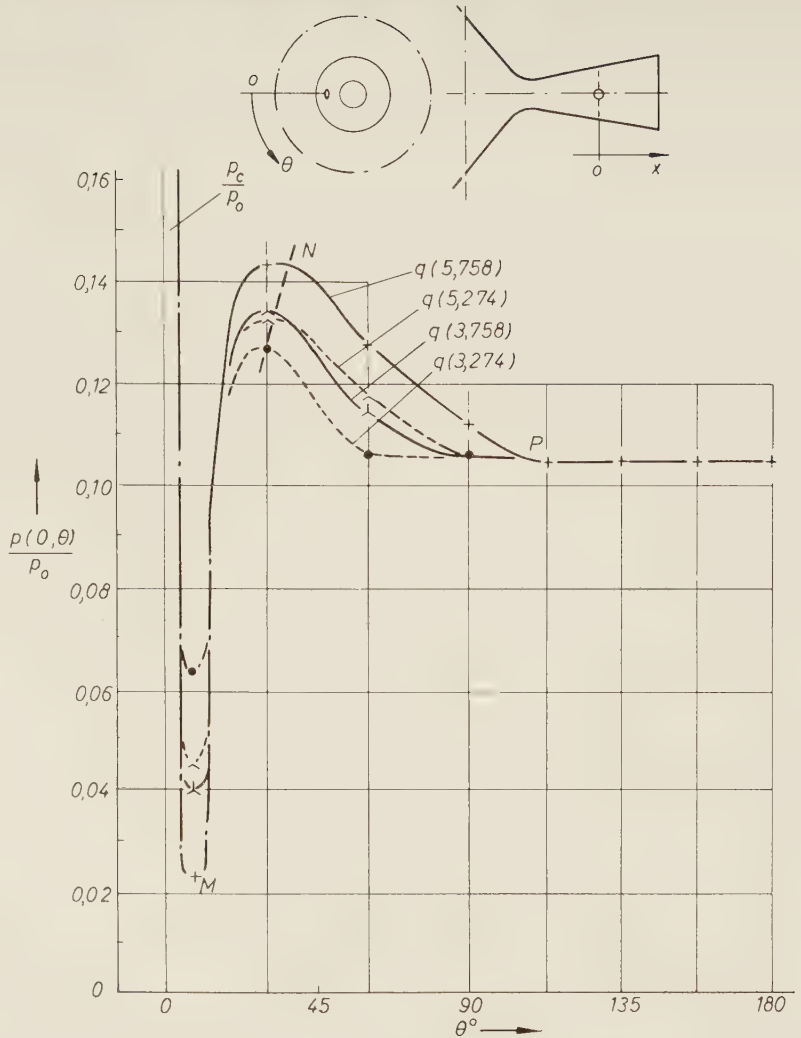

o
θ
o
x
$\frac{p_c}{p_o}$
N
q (5,758)
q (5,274)
q (3,758)
q (3,274)
P
M
$\frac{p(0,\theta)}{p_o}$
0,16
0,14
0,12
0,10
0,08
0,06
0,04
0,02
0
0
45
90
135
180
θ°

Fig. 70

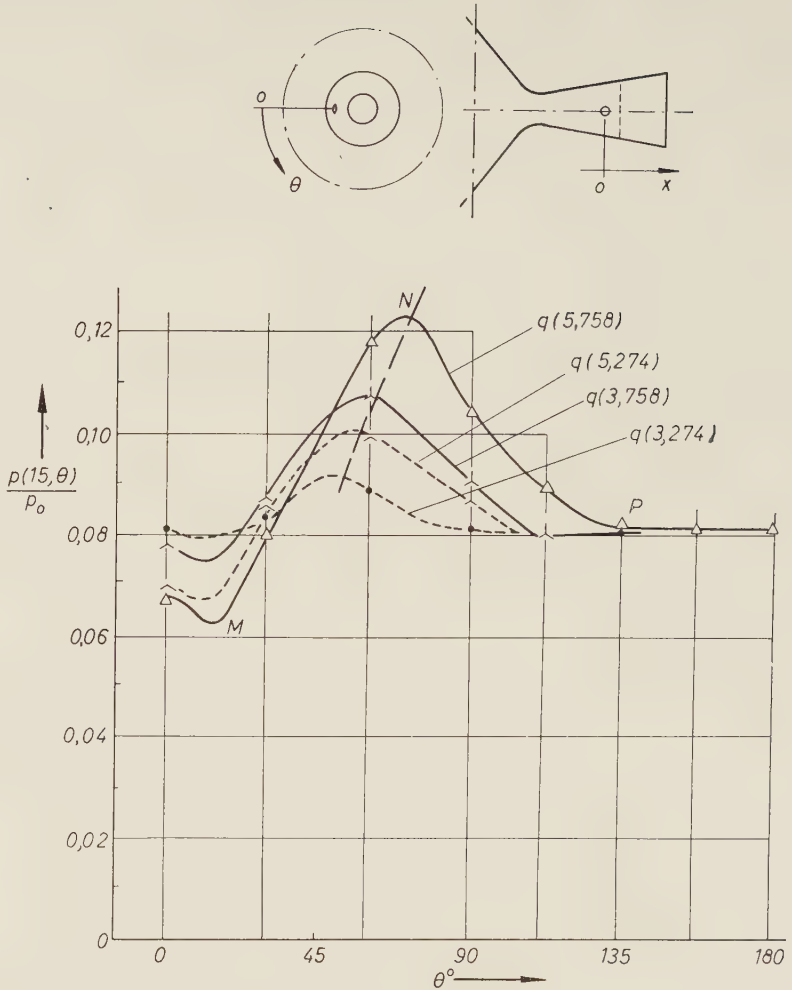
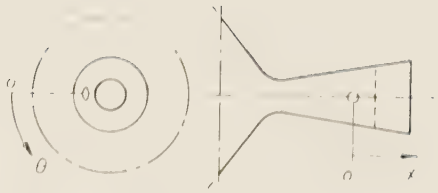

o
θ
o
x
N
q (5,758)
q (5,274)
q (3,758)
q (3,274)
P
M
$\frac{p(15,\theta)}{p_o}$
0,12
0,10
0,08
0,06
0,04
0,02
0
0
45
90
135
180
θ°

Fig. 71


θ
0
x

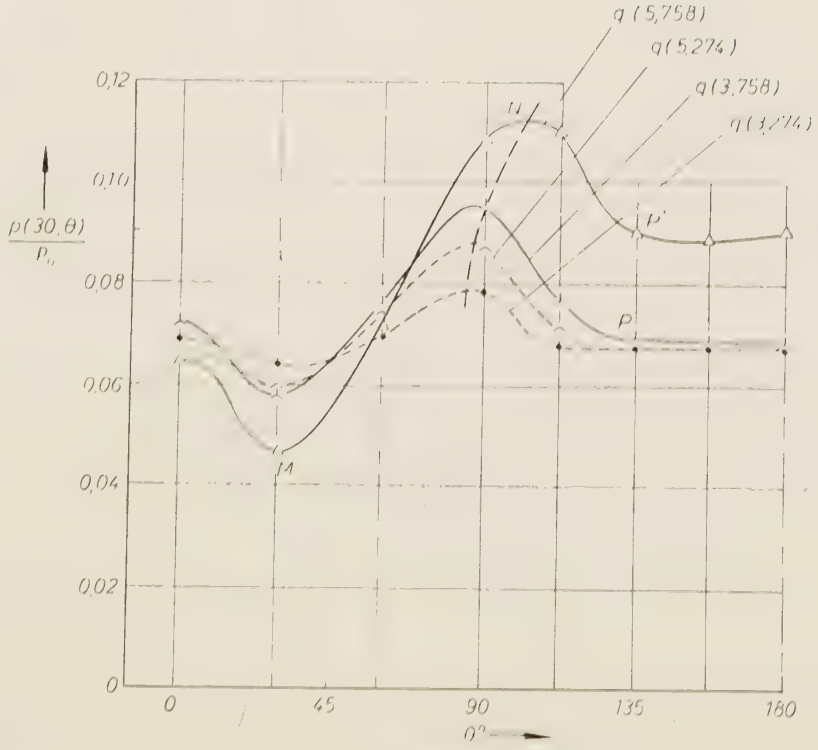
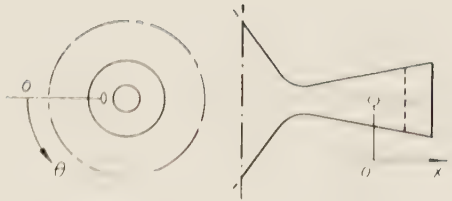

q (5,758)
q(5,274)
q(3,758)
q(3,274)
M
N
P
P'
p(30,θ)/p₀
0,12
0,10
0,08
0,06
0,04
0,02
0
0
45
90
135
180
θ°

Fig. 72


θ
0
x

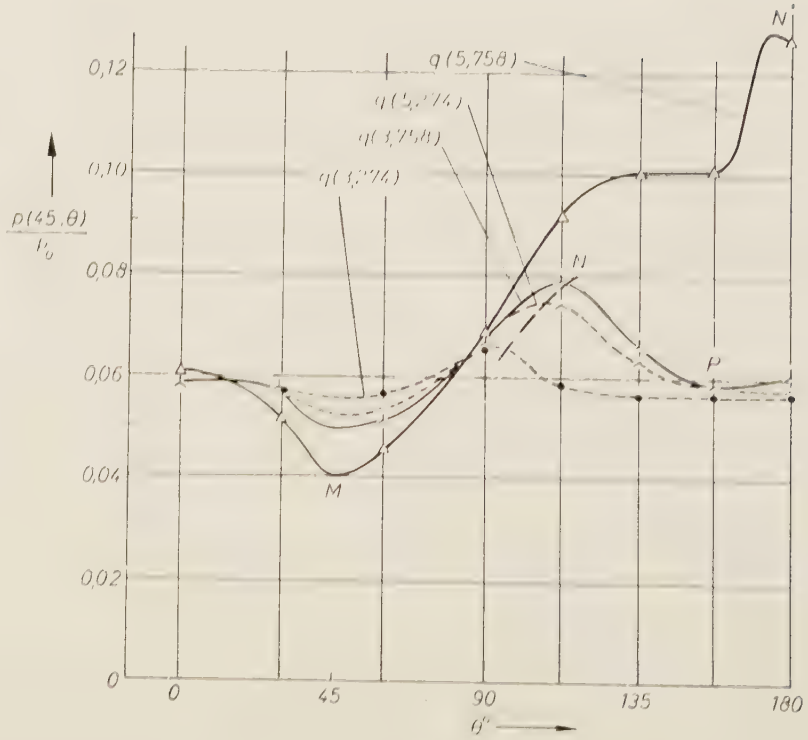

N
q (5,758)
q(5,274)
q(3,758)
q(3,274)
M
N
P
p(45,θ)/p₀
0,12
0,10
0,08
0,06
0,04
0,02
0
0
45
90
135
180
θ°

Fig. 73

en effet, la région correspondante de l'écoulement, entièrement située à l'amont du choc, n'est pas affectée par l'injection :

— section $x = 45$ mm [courbes p (45, θ), *fig.* 73];

— section $x = 60$ mm [courbes p (60, θ), *fig.* 74].

Seules les courbes correspondant au débit q (5,758) accusent comparativement aux autres une nette différence, le choc incident provoqué par cette injection se situant en avant des prises de pression (voir § 3,43).

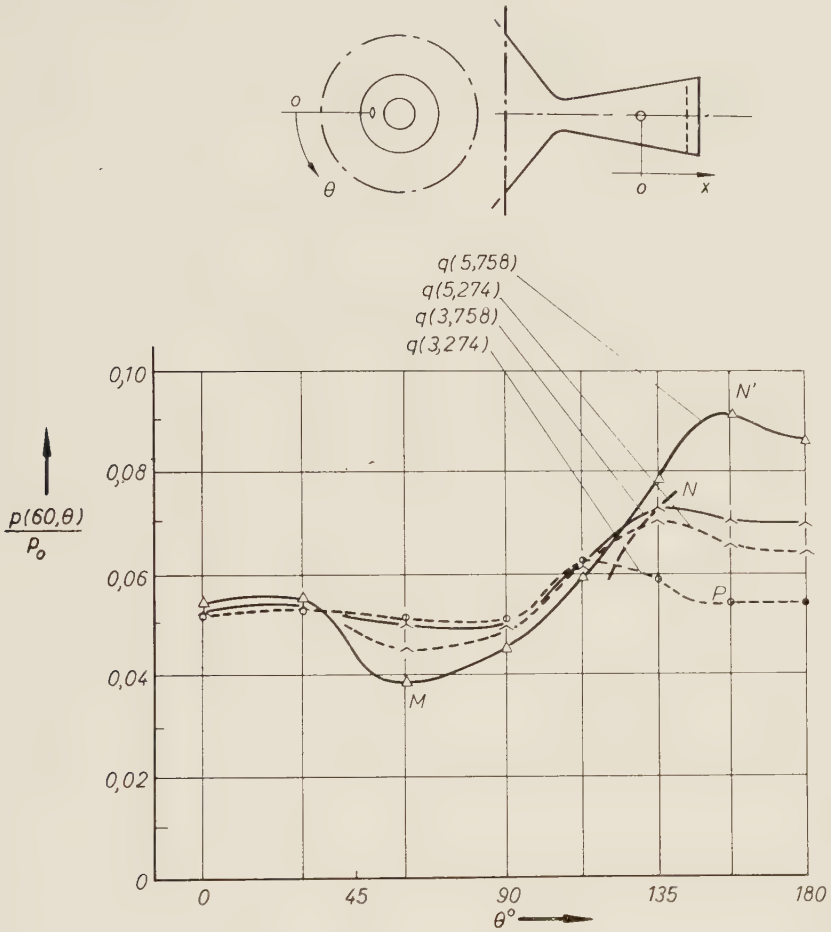


Fig. 74

L'abscisse de la réflexion du choc est très légèrement supérieure à 60 mm pour les débits q (3,758) et q (5,274), et avoisine 75 mm pour le débit q (3,274) (voir *fig.* 67).

Sur les cinq figures précédentes, en parcourant les courbes de droite à gauche, c'est-à-dire de la génératrice $\theta = 180^o$ à celle qui passe par l'orifice d'injection $\theta = 0^o$, on peut analyser, comme pour l'écoulement modèle, la structure du jet. Il est seulement rappelé que les points P délimitent la région où l'effet de l'injection devient sensible; les points N fixent le lieu des chocs incidents et les points N′ (*fig.* 73 et 74) donnent la position du choc réfléchi.

4,5 MESURES DES FORCES

La *figure* 75 représente la variation de l'effort transversal global F_t en fonction du débit-masse de l'écoulement secondaire. L'intensité de cette force, négative puisque

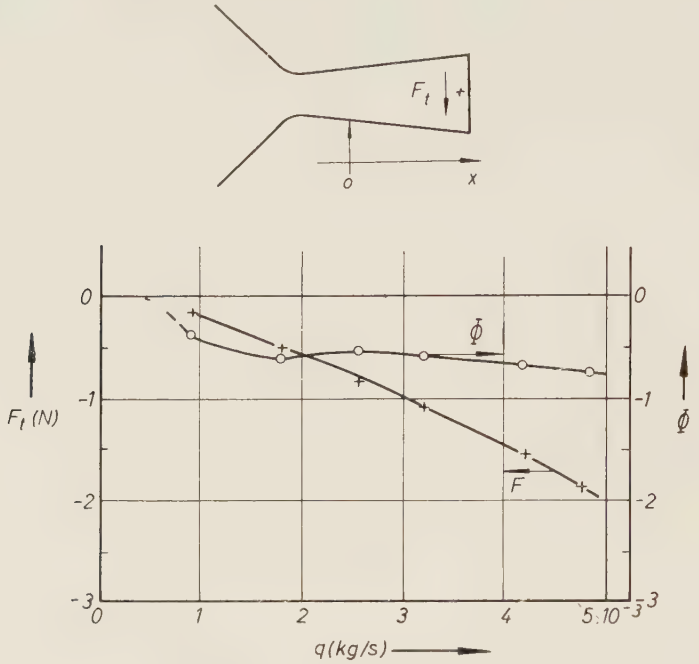


Fig. 75. — Injection à $x = 0$ mm

dirigée en sens contraire de l'injection, croît en valeur absolue avec l'augmentation du débit de l'écoulement injecté.

Le coefficient d'amplification Φ porté sur le même diagramme conserve une valeur quasi constante.

Chapitre V

AMÉLIORATION DE L'EFFICACITÉ DE L'INJECTION

5,1 INFLUENCE DE LA POSITION DE L'ORIFICE D'INJECTION

L'injection s'effectue à travers trois orifices dont la position est définie, le long du divergent, par les abscisses : $x = 0$ mm (même emplacement que pour l'écoulement modèle), $x = 30$ mm et $x = 60$ mm. A ces abscisses correspondent respectivement les nombres de Mach de l'écoulement primaire de la tuyère de 2,12, 2,4 et 2,57.

5,11 Décollement associé au choc.

Pour le même débit q (5,758) de l'écoulement secondaire, le début du décollement, résultant de l'interaction couche limite-onde de choc, a été repéré par pulvérisation d'huile colorée. La *figure* 76 en fixe la limite pour les trois positions d'injection.

5,12 Forces mesurées. Coefficients d'amplification.

Les *figures* 75, 77 et 78 donnent la représentation des forces latérales globales F_t en fonction du débit massique de l'écoulement secondaire pour les trois positions de l'orifice d'injection. Les injections relatives à l'abscisse $x = 0$ mm donnent naissance à des forces latérales et à des coefficients d'amplification négatifs (voir § 4,5), tandis que ces valeurs deviennent positives et nettement supérieures pour les injections effectuées à $x = 30$ mm et $x = 60$ mm. Pour ces deux abscisses, la force d'intensité maximale enregistrée a pour valeurs respectives 3,2 et 5,8 N, alors que le coefficient d'amplification Φ maximal a respectivement pour valeurs 2 et 3,3.

La force de poussée P de la tuyère n'est que très faiblement affectée par l'injection pariétale. L'expérience montre un léger accroissement de cet effort lors de l'injection; ceci peut s'expliquer par le fait que la masse de l'écoulement secondaire s'ajoutant à la masse du flux principal accroît la quantité de mouvement du jet et contrebalance ainsi la perte de vitesse de l'écoulement subie lors de la traversée du choc.

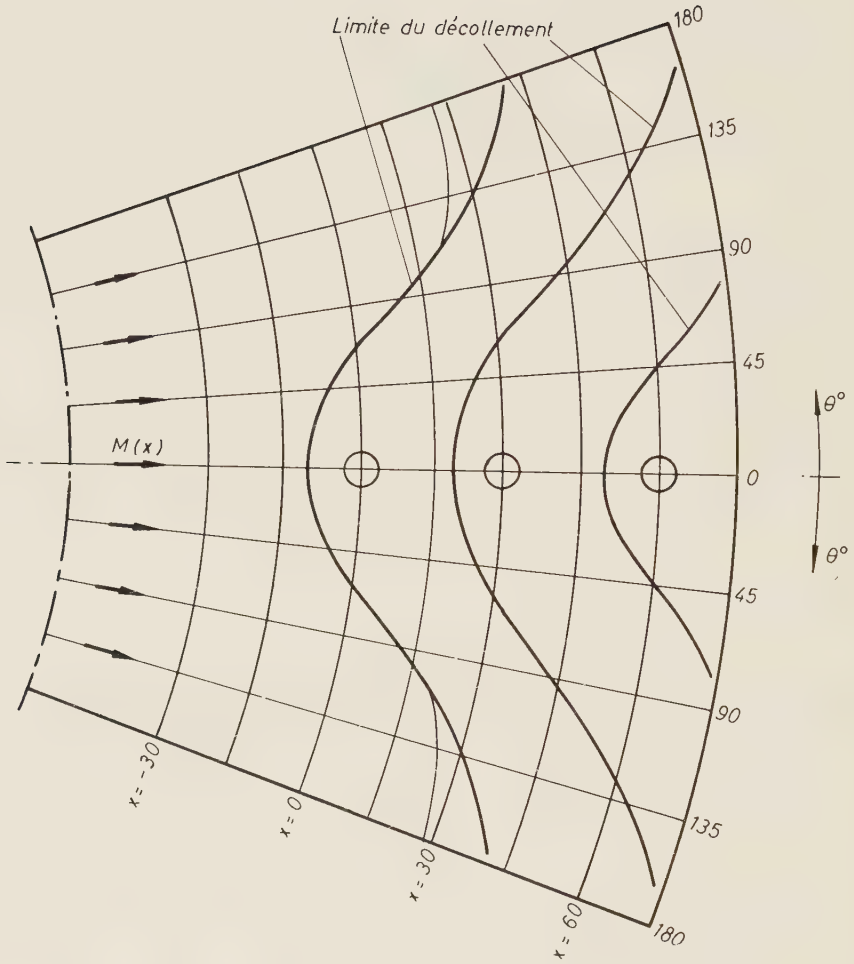

Limite du décollement
180
135
90
45
θ°
0
θ°
45
90
135
180
M(x)
x = -30
x = 0
x = 30
x = 60

Fig. 76

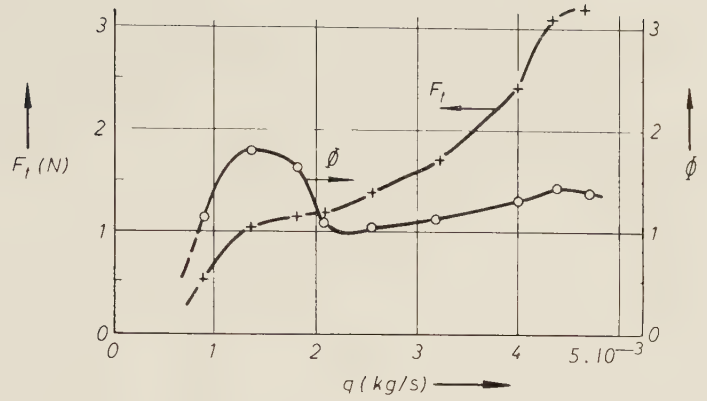
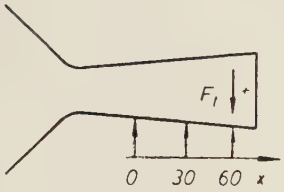


Fig. 77. — Injection à $x = 30$ mm



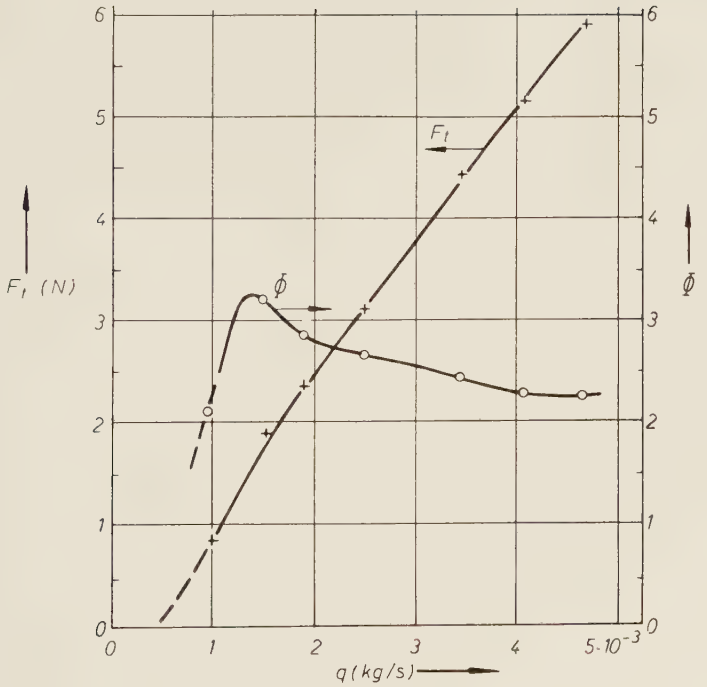


Fig. 78. — Injection à $x = 60$ mm

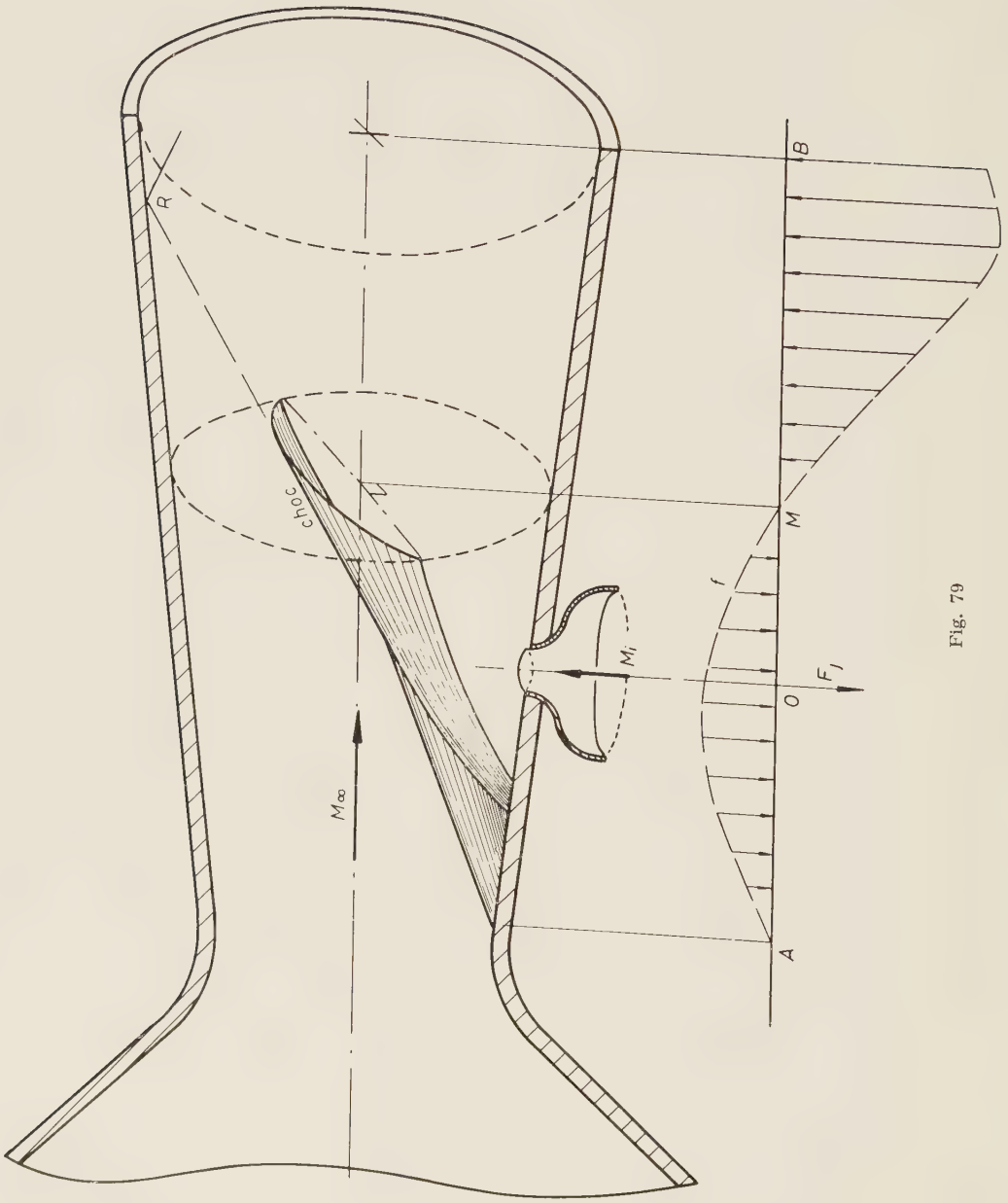


Fig. 79

5,2 CONCLUSION — INJECTION D'EFFICACITÉ OPTIMALE

L'étude de l'écoulement modèle (§ 3,63, *fig.* 59) permet de préciser la position optimale du trou d'injection afin d'obtenir un effort latéral maximal pour un débit massique fixé de l'écoulement secondaire.

La *figure* 79 résume les conclusions tirées de cette étude et détermine schématiquement la répartition des efforts latéraux unitaires f le long du divergent vis-à-vis de

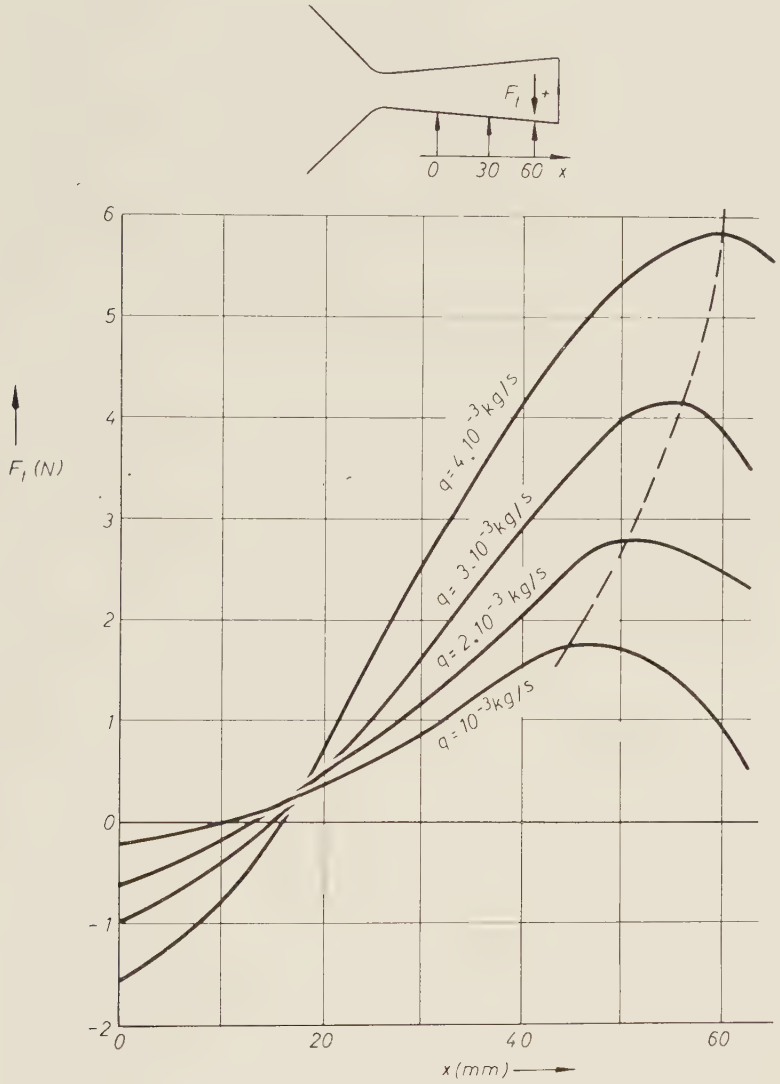


Fig. 80

l'emplacement du choc principal. Le point M situe la section du divergent pour laquelle les forces de pression sur la paroi s'équilibrent parfaitement, le choc interceptant la paroi vers les génératrices définies par $\theta = \pm 90^{o}$. Le long de AM tous les efforts latéraux unitaires sont positifs et s'ajoutent à la force de réaction F_j du jet auxiliaire; à l'aval de M les efforts sont négatifs et s'opposent à l'efficacité de l'injection.

En conclusion, pour obtenir un effort F_t optimal, le divergent étant donné, il convient de placer l'orifice d'injection de telle manière que l'onde de choc provoquée par l'injection intercepte la paroi du divergent, dans la section de sortie, aux alentours des génératrices définies par $\theta = \pm 90^o$.

La *figure* 80 représente, pour différents débits de l'écoulement secondaire, la variation de l'effort F_t en fonction de la position de l'injection. On a tracé en pointillé sur cet abaque, compte tenu des observations précédentes, le lieu des emplacements optimaux des orifices d'injection (F_t maximal) pour les divers débits. L'abscisse de ces emplacements varie avec l'intensité des débits, la position du choc dépendant de la hauteur de pénétration du jet auxiliaire.

L'efficacité du mécanisme dépend en premier lieu de l'intensité de la force latérale engendrée, mais il importe aussi de considérer le rendement de l'injection en recherchant un coefficient d'amplification Φ satisfaisant.

L'examen de la *figure* 78 montre, simultanément, l'accroissement de l'effort F_t et la décroissance de Φ avec l'augmentation du débit de l'écoulement secondaire. L'aménagement approprié du réglage du débit de l'écoulement auxiliaire en vue des exigences de l'utilisation devra donc tenir compte de ces variations corrélatives.

BIBLIOGRAPHIE

[1] G. Dupuichs. — *Action d'un jet transversal à un écoulement supersonique.* Journal de l'A.F.I.T.A.E., n° 2 (1962).

[2] Rapport O.N.E.R.A. — *Jets-spoilers* (1956).

[3] A. Mager. — *Approximate analysis of thrust vector control by fluid injection.* A.R.S. Journal (décembre 1961).

[4] J. E. Broadwell. — *An analysis of the fluid mechanics of secondary injection for thrust vector control.* Report of Space Technology Laboratory (15 mars 1962).

[5] J. F. Newton et F. W. Spaid. — *Interaction of secondary injectants and rocket exhaust for thrust vector control.* A.R.S. Journal (août 1962).

[6] Chapman, Kuehn et Larson. — *Investigation of separated flows in supersonic and subsonic streams with emphasis on the effect of transition.* N.A.C.A. T.N. 3869.

[7] G. W. Zumwalt et W. N. Jackomis. — *Aerodynamic throat nozzle for thrust magnitude control of solid fuel rockets.* A.R.S. Journal (décembre 1962).

[8] H. S. Tsien et M. Finston. — *Interaction between parallel streams of subsonic and supersonic velocities.* Journal of the Aeronautical Sciences (septembre 1949).

[9] A. Mager. — *On the model of the free, shock-separated, turbulent boundary layer.* Journal of the Aeronautical Sciences (février 1956).

[10] J. Vasiliu. — *Pressure distribution in regions of step-induced turbulent separation.* Journal of the Aeronautical Sciences (mai 1962).

[11] D. J. Romeo et J. R. Sterrett. — *Aerodynamic interaction effects ahead of a sonic jet exhausting perpendiculary from a flat plate into a Mach number* 6 *free stream.* N.A.S.A. T.N. D-743.

[12] J. Allègre et A. Charwat. — *Étude expérimentale de l'interaction entre un écoulement supersonique et un jet sonique transversal.* Comptes Rendus de l'Académie des Sciences (14 janvier 1963).

OUVRAGES GÉNÉRAUX

M. Barrère et A. Jaumotte. — *La propulsion par fusées.*

E. A. Brun et A. Martinot-Lagarde. — *Mécanique des fluides.*

G. V. Lachmann. — *Boundary layer and flow control.*

R. Rebuffet. — *Aérodynamique expérimentale.*

Shapiro. — *The dynamics and thermodynamics of compressible fluid flow.*

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

ÉTUDE COMPARATIVE DES AÉROGLISSEURS ET DES HYDROFOILS

Vu et approuvé :

Paris, le 3 juin 1963

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

Marc ZAMANSKY.

Vu et permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

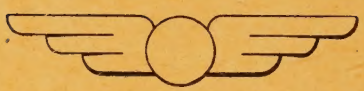
Jean ROCHE.

SEDOCAR

IMPRIMERIE

100924 - Imprimerie du SEDOCAR, 4, avenue de la Porte d'Issy Paris-XV^e

SEDOCAR



IMPRIMERIE